REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE



MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE EL-HADJ LAKHDAR-BATNA-



Présenté à

LA FACULTE DES SCIENCES-DEPARTEMENT DES

SIENCES DE LA MATIERE

Pour Obtenir Le Diplôme De

MAGISTERE EN PHYSIQUE

Option: Physique Energétique

Par

AOUDJERA Farida

Thème

CALCUL D'UN ECOULEMENT DANS UNE TUYERE MINIATURISEE

Soutenue Devant Le Jury

0	Dr. A.SOUDANI	Prof. U.Batna	Président
0	Dr. S. DJOUIMAA	M.C. A.U.Batna	Rapporteur
0	Dr. Z.NEMOUCHI	Prof. U.Constantine	Examinateur
0	Dr. F.KHALDI	M.C.A.U.Batna	Examinateur

Année Universitaire: 2010/2011

Dédicaces

Je dédie ce modeste travail à ceux qui m'aviez de noble sentiments, qui méritent le plus de mes reconnaissances ceux qui mon apporté toujours soutien et bonheur dans la vie : A la mémoire de mon très cher père.

Ma très chère mère.

Mon mari.

Ma petite fille.

Mes très chères sœurs.

Mes très chers frères.

Mes beaux parents.

Mes belles sœurs et mes beaux frères.

A mes cousines.

Mes chères amies : Fouzia, Dalila, Ikram.

A tous mes enseignants chacun avec son nom.

A tous mes collègues chacun avec son nom.

Farida

Remerciement

Je tiens à exprimer ma reconnaissance à tous ceux qui ont contribué à la réalisation de ce travail.

Particulièrement à Mme Docteur DJOUIMAA sihem du département des sciences de la matière, pour m'avoir proposé ce sujet et pour son encadrement. Je voudrais la remercier de m'avoir donnée sa confiance pour mener à bien ce travail.

J'exprime également ma profonde gratitude à Monsieur le Docteur NEMOUCHI Zoubir professeur au département de génie mécanique Université Mentouri de Constantine, Je Le remercie pour avoir accepté d'évaluer ce travail. Je lui exprime tout mon respect et ma gratitude.

Mes remerciements s'adressent aussi à monsieur le Professeur SOUDANI Azzedine pour son aide. Son acceptation pour participer et présider ce jury est une grande preuve de confiance sur la qualité du travail.

Je suis très sensible à l'honneur que me fait Monsieur Docteur KHALDI Fouad en acceptant d'évaluer ce travail.

Table des matières

Introduction générale	1
L'objectif du mémoire	1
Chapitre 1 : Généralités sur les tuyères	
1.1 Généralités sur la miniaturisation	3
1.2 Pourquoi la miniaturisation?	3
1.3 Avantages de la miniaturisation	3
1.4 Quelques inconvénients de la miniaturisation	4
1.5 Les limites de la miniaturisation	4
1.6 Influence de la miniaturisation sur les écoulements de fluides	4
1.7 Domaine d'applications des systèmes miniaturisées	4
1.8 Les tuyères	5
1.9 Applications des tuyères dans l'industrie	6
1.10 Rappels théorique	10
1.12 Recherche bibliographique	12
1.13 Plan de l'étude	
Chapitre 2 : Formulation du problème	
Introduction	18
2.1 Les équations générales	18
2.2 Définition	18
2.3 Écoulement unidimensionnel isentropique avec variation de section	
2.3.1 Effet de la variation de section	
2.3.2 Phénomène de saturation	
2.4 Evolution des paramètres de l'écoulement	
2.4.1 Mise en forme du 1 ^{er} principe de la thermodynamique	
2.4.2 Second Principe de la thermodynamique	
2.4.3 La génération d'entropie	
2.4.4 L'entropie en fonction du nombre de Mach	26

2.5 Ecoulement unidimensionnel adiabatique avec frottement	27
2.5.1Effet du frottement	27
2.6 Écoulement unidimensionnel avec échange de chaleur	29
2.6.1 Effet de l'échange de chaleur	29
2.7 Conclusion	30
Chapitre3 : Modélisation et résolution avec «	fluent »
Introduction	32
3.1 Présentation du domaine d'étude	32
3.1.1 Conditions aux limites	33
3.1.2 Maillage sous Gambit	33
3.1.3 Qualité d'un maillage	34
3.2 Implantation sous Fluent	34
3.2.1 Présentation de Fluent	34
3.2.2 Choix de la formulation du solveur	35
3.2.3 Choix de schéma de discrétisation	35
3.3 Résolution numérique	35
3.3.1 Création de la géométrie et du maillage sous Gambit	35
3.3.2 Étude du maillage de la tuyère bidimensionnelle	36
3.3.2.1 Maillage uniforme	36
3.3.2.2 Caractéristiques du maillage	37
3.3.2.3 Discussion et analyse	38
3.3.3.1 Maillage proche paroi	38
3.3.3.2 Caractéristiques du maillage	39
3.4 Conclusion	41
Chanitra 4 - Dágultota et diagnasion	
Chapitre 4 : Résultats et discussion	
Introduction	
4.1 Résultats et discussion	
4.2 Contours du nombre de Knudsen	
4.3 Influence de changement de la géométrie et le changement	
d'échanges par convection	
4.3.1 Profils des isothermes	44

4.3.2Contours des pressions	46
4.3.3 Contours du nombre de Mach	47
4.3.4 La génération d'entropie	48
4.3.4.1 Contours d'entropie du au frottement	48
4.3.4.2 Contours d'entropie du à la chaleur	50
4.3.4.3 L'entropie globale	51
4.3.4.4 Nombre de Bejan	52
4.5 Le champ des vecteurs vitesses	53
4.6 Profil de la vitesse	53
4.7 Profil de l'enthalpie	54
4.8 Contours de la densité volumique	54
4.9 Coefficient de frottement	55
4.10 Conclusion	55
Chapitre 5: Etude tridimensionnelle	
Chapitre 5: Etude tridimensionnelle Introduction	57
-	
Introduction	60
Introduction	60 60
Introduction	60 60
Introduction	

Nomenclature

Notations latines	unités
t: Temps	S
L: Longueur	m
U: Vitesse	ms^{-1}
P: Pression statique	N/m^2
V: Volume	m^3
m: La masse	Kg
a : célérité du son	ms^{-1}
u : vitesse suivant x	ms ⁻¹
v : vitesse suivant y	ms^{-1}
Notations grecques	unités
v: Viscosité cinématique	m^2s^{-1}
ρ : Masse volumique	Kgm ⁻³
μ : Viscosité dynamique	Kgm ⁻¹ .s ⁻¹
C_p : Chaleur spécifique	J.Kg.K ⁻¹
λ : condictivite thermique	W/m.K
δ: Epaisseur de la couche limite	m
α : angle	Degré
Nombres adimensionnels	
Re: Nombre de Reynolds	sans dimensions
Kn: Nombre de Knudsen	sans dimensions
Be : Nombre de Bejan	sans dimensions
$S_{gen}^{"'}$: Tau de la génération d'entropie	sans dimensions

Indices

eff : effective i : intérieur e : extérieur

Chapitre 1 Généralités sur les tuyères

Introduction générale

Les systèmes miniaturisées connaissent et vont connaître un développement considérable de part leurs applications qui intéressent de nombreux secteurs de l'activité industrielle (tels que les télécommunications, l'aéronautique, le spatial, le biomédical, la génétique, l'automobile,...), Leur conception et leur mise en œuvre, font appel à la fois aux concepts les plus fondamentaux de la physique, de l'électronique (composants et circuits), de la microélectronique. Les techniques utilisées permettent de réaliser de nouvelles fonctions en mécanique, en chimie, en biologie, en acoustique, et en fluidique.

Le monde de la miniaturisation nous entoure. On nous promet des produits plus petits, plus légers, moins chers, Des ordinateurs plus performants, des moyens de communication plus rapides, des traitements médicaux plus efficaces, un environnement plus propre, un cadre de vie plus agréable. Dans les tuyaux du micro- monde ; il se passe des choses étonnantes. Ces canalisations de quelques dizaines de micromètres de diamètre, plus fines qu'un cheveu, imposent de nouvelles règles aux fluides qu'elles contiennent. D'abord, ils ne coulent plus. Même en inclinant les tuyaux, rien à faire. Les forces de gravitation qui, dans notre monde, entraînent l'eau vers le point le plus bas, cèdent le pas, à petite échelle, à d'autres forces de viscosité, de frottement, la tension de surface (les forces qui maintiennent quelques instants une goutte à l'extrémité d'un robinet) se coalise pour immobiliser les liquides. Autre nouveauté, dans le micro tuyaux, ces liquides ne se mélangent pas. La micro fluidique, discipline nouvelle qui s'est donné pour objectif l'étude de ces particularités.

L'étude des micro-écoulements gazeux est un domaine de recherche qui s'est récemment beaucoup développé, notamment grâce à des avancées majeures dans le domaine du micro-usinage. Les comportements sont différents de ceux mis en jeu à macro-échelle car le libre parcours moyen des molécules devient non négligeable devant les dimensions internes des microsystèmes (couramment appelés MEMS: Micro Electro Mechanical Systems). Ces écoulements dits raréfiés ne permettent plus d'utiliser les approches continues, ou nécessitent pour le moins de modifier les conditions aux limites classiques. Les interactions des molécules de gaz entre elles d'une part et entre elles et la paroi d'autre part régissent les mécanismes d'écoulements. De part leur nature raréfiée, ces micro-écoulements ont bénéficié des progrès réalisés en recherche dans les domaines du vide et de l'aérospatial, qui développent donc des approches similaires. (Fabien Ladeveze, 2000)

L'objectif du mémoire

L'objectif principal de ce travail est de voir l'influence des conditions thermiques pariétales sur le comportement dynamique et thermique, d'un écoulement bidimensionnel de fluide visqueux

dans une tuyère miniaturisée. Nous nous sommes intéressées à varier l'angle a al sortie et de traiter deux conditions d'échange thermique (h=0 et h=1000 w/m²K).

Une étude sur la génération d'entropie a était faite, nous présentons l'influence de la section ainsi que l'influence de l'apport de la chaleur sur les différents profils de cette propriété, ainsi que la détermination du nombre de **Bejan** qui nous indiquons si l'entropie est générée par des effets visqueux ou les effets thermiques.

1.1 Généralités sur la miniaturisation

La miniaturisation ne peut se restreindre à une discipline scientifique ou technique : de par sa nature elle nécessite la prise en compte de nombreux facteurs physiques et technologiques et du fait de la diversité et de la complexité des problèmes rencontrés, c'est actuellement un domaine d'avenir de la recherche tant théorique qu'expérimentale. L'importante littérature disponible définit un microsystème comme un dispositif multifonctionnel capable de détecter des grandeurs physicochimiques, traiter les informations captées et de les communiquer avec l'extérieur.

On désigne un microsystème fluidique comme un dispositif utilisant ou véhiculant des fluides liquides, gazeux, mono ou poly-phasiques. Ils connaissent un essor considérable depuis ces dernières années car ils permettent l'accès à de nouvelles applications où la miniaturisation des systèmes est primordiale, (Nicolas Chapin et al., 1999).

1.2 Pourquoi la miniaturisation : Nous nous posons toujours cette question!!

- Réduction de la taille et du poids
- Réduction de la consommation énergétique
- Amélioration des performances (vitesse, sensibilité...)
- Réduction des coûts
- Nouvelles propriétés et fonctionnalités

1.3 Avantages de la miniaturisation

La question est de savoir pourquoi nous voulons miniaturiser certains objets ?

- la miniaturisation permet d'avoir un rapport surface/volume très important qui permet d'accélérer les phénomènes de transferts de masse et d'énergie.
- la miniaturisation requiert des forces mécaniques très faibles;
- La réduction des dimensions s'accompagne aussi d'une diminution drastique du poids des objets et donc de la matière première et de l'énergie nécessaires à leur élaboration.
- Elle permet d'envisager un mode de production en parallèle, ce qui réduit les délais et améliore la reproductibilité de la fabrication.
- la réduction des coûts de fabrication à un coût moindre;

1.4 Quelques inconvénients de la miniaturisation

- 🕝 les problèmes de bruit et son amplification.
- des coûts de développement très élevés.
- les limites de la physique à une miniaturisation toujours plus poussé.

1.5 Les limites de la miniaturisation

La miniaturisation se heurte aux problèmes liés à l'étanchéité du microsystème, si les dimensions des microcanaux sont trop petites, il sera d'autant plus difficile de les lier entre eux, dans ce cas on se heurte aux limites techniques. Par exemple dans le cas d'une utilisation continue d'un microréacteur, adapté à la production industrielle, le passage de réactifs organiques et la formation de résidus chimiques d'une réaction entraînera un encrassement progressif des microcanaux. Ils auront donc une durée de fonctionnement limitée qui peut varier selon les produits organiques utilisés, il sera nécessaire alors d'instaurer un cycle de remplacement des microréacteurs. (Fabien Ladeveze, 2000)

1.6 Influence de la miniaturisation sur les écoulements de fluides

Les microsystèmes fluidiques ont typiquement des dimensions caractéristiques comprises entre le micron et le millimètre. Dans ce cas, certains phénomènes physiques ne peuvent plus être négligés dans l'étude des écoulements internes de fluides, comme c'est souvent le cas à l'échelle macroscopique. Ceci est lié au fait que le rapport surface/volume est nettement supérieur dans les microsystèmes. En effet, pour un dispositif à l'échelle humaine, ce rapport est de l'ordre de 1 m⁻¹, alors que pour un microsystème de dimensions caractéristiques de 1 μm, ce rapport atteint 10⁶ m⁻¹. Cette forte augmentation affecte sensiblement les flux de masse, de quantité de mouvement et d'énergie à travers les surfaces et notamment les interfaces fluide/fluide et fluide/paroi. L'importance des conditions aux limites et particulièrement des états de surfaces, s'en trouve fortement accrue. (Marc Anduze, 2000).

1.7 Domaines d'applications des systèmes miniaturisés

Le développement des systèmes miniaturisés, généralement dits « microsystèmes » a progressé considérablement depuis les quinze dernières années. Ces systèmes, qui mesurent à peine quelques

dizaines de micromètres, sont réalisés à partir des technologies de fabrication issues de la microélectronique.

Avec la micro-technologie on pourra fabriquer :

- Énergie : des micro-batteries plus autonomes et plus facile à recycler pour les portables, les ordinateurs...
- L'informatique : Des écrans plats fabriqués, avec des nanotubes de carbone à très bas coût et consomment très peu d'énergie.
- les télécoms (portables, satellites, les câblages et relais...)
- les capteurs (capteurs de gaz en réseaux)
- la médecine car la « machine humaine » est en fait un trésor de miniaturisation et nécessite donc des outils miniaturisés et précis (prothèses et greffes, endoscopie, et instruments chirurgicaux...)
- la robotique, micro-outillage...
- l'optique : des verres autonettoyants à la lumière grâce à des grains nanométriques d'oxyde de titane aux propriétés catalytiques. (Isere Magazine juin, 2006)

1.8 Les tuyères

Une tuyère ou tuyère propulsive, dans le domaine de l'astronautique, est un conduit (appelé aussi divergent) de section conique (fusées de feu d'artifice) ou oblongue (tuyères de missiles, et lanceurs), placé à la sortie d'un propulseur et qui sert à transformer en énergie cinétique l'énergie des gaz de combustion.

1.8.1 Forme des tuyères

Il y a plusieurs formes de tuyères nous citons parmi les plus connues et les plus utilisées celles de formes convergentes, divergentes, et convergente-divergente, comme l'indique les figures (1), (2). (3). (Jean-François chevrier, 2004)

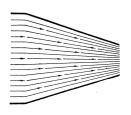


Fig.1 Tuyère convergente



Fig.2. Tuyère divergente

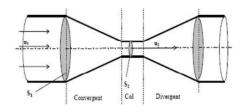


Fig.3Tuyère Convergente –Divergente

1.9 Applications des tuyères dans l'industrie

1.9.1 Microcanaux

Le concept des microcanaux n'est pas nouveau puisqu'il a été introduit vers 1980 par les chercheurs *Tuckerman* et *Pease*, L'utilisation des canaux pour le transport de fluides (liquides, gaz) est fondamentale lors de l'association de plusieurs microsystèmes et joue le même rôle que les fils électriques dans les circuits intégrés conventionnels.

Il est aujourd'hui possible de fabriquer des canaux dans la silice à partir de nombreuses techniques de gravure mais on peut aussi disposer de microcanaux en verre ou avec d'autres matériaux.

Les critères de choix les plus importants sont les contraintes géométriques (sections compatibles avec les autres composants du système, longueur, et surface de la conduite) et le choix des matériaux constituant la surface interne du canal (qui doit être compatible avec le fluide utilisé) (David Dersiaux, 2004)

1.9.2 Microréacteurs

On dénombre plusieurs types de microréacteurs, mais tous présentent des dimensions caractéristiques typiquement inférieures au millimètre. Comme l'indique la figure (4).



Fig.4.Différents types de microréacteurs (Carine Rosenfeld, 2007)

Les différentes microstructures sont classées par ordre de grandeur du diamètre D des canaux (David Dersiaux, 2004) :

- ✓ Canaux conventionnels → D>3mm
- ✓ Mini canaux \longrightarrow 3mm \ge D > 0.2mm
- ✓ Microcanaux \longrightarrow 0.2mm \ge D > 0.01mm

Les microréacteurs peuvent être des Microcanaux gravés dans des matériaux tels que le silicium.

De nombreux groupes utilisent également des réacteurs tubulaires en acier inoxydable ou en Téflon, dont le diamètre interne est inférieur au millimètre.

Par ailleurs, il existe des microréacteurs dont les canaux ont des formes différentes. Ils peuvent être circulaires, rectangulaires, ou trapézoïdaux.

Aujourd'hui, ils sont principalement utilisés en laboratoire sur des réactions de synthèse organique, et commencent à être utilisés d'un point de vue industriel. Il persiste cependant de nombreux verrous technologiques qui limitent leur utilisation industrielle, en particulier la difficulté de réaliser des réactions aux temps de séjour longs.

1.9.3 Les buses soniques

Les buses soniques sont des orifices calibrés dans lesquelles la vitesse maximale d'écoulement du gaz atteint, au droit la section de passage minimum, sa propre vitesse sonique.

Leur particularité est de délivrer un débit massique constant quelle que soit la profondeur.

Pour réaliser ce type d'orifice il suffit de fabriquer une tuyère convergente sans divergent, la sortie de la buse correspond au col de la tuyère. Pour dimensionner la buse il faudra connaître l'évolution de la pression, la vitesse sonique et dans quelles conditions il est possible d'atteindre cette vitesse. Autrement dit étudier l'évolution des constantes physiques d'un fluide compressible. Ces phénomènes ont été étudiés par Bernoulli.



Fig.5 les buses soniques (Jean Claude Taymans, 2004)

La vitesse du gaz étant très rapide, plusieurs centaines de mètres par secondes pour éviter l'usure la matière de la buse sonique doit être aussi dure que possible. (Jean Claude Taymans, 2004)

1.9.4 Les microélectrodes

Le développement des applications analytiques et bio analytiques, fondé sur le transport de type micro fluidique de solutions contenant des espèces chimiques ou biologiques à analyser, requiert les mises au point simultanées de méthodes de détection et de moyens expérimentaux permettant une Mesure in situ des flux de solution. L'électrochimie fait partie des méthodes de détection pouvant être mise en œuvre in situ dans des microsystèmes de type micro fluidiques par l'intégration de microélectrodes dans des microcanaux.

Différentes stratégies faisant intervenir l'utilisation de plusieurs électrodes dans ce type de dispositifs sont envisagées de façon à tirer bénéfice du couplage ou interactions pouvant exister entre elles. Cela nécessite à la fois une compréhension et une caractérisation des réponses électrochimiques obtenues dans ces environnements miniaturisés et confinés (rapport surface/volume élevé, effets des parois...) suivant le type de détection envisagé. (Carine Rosenfeld, 2007)

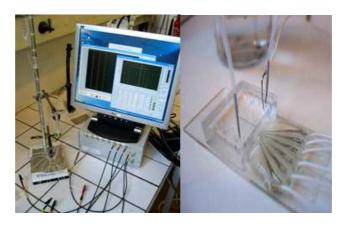


Fig. 6 Montage expérimental et dispositifs micro-fluidiques (Carine Rosenfeld, 2007)

1.9.5 Micro actionneur fluidique

Le contrôle d'écoulement fluidique est plus efficace s'il est appliqué prés des zones critiques du régime d'écoulement dans lesquelles les instabilités s'amplifient rapidement. Il est donc envisageable d'obtenir un effet à l'échelle de l'aéronef grâce à une multitude de petites avions peu consommatrices en énergie. Cette nouvelle approche aérodynamique implique l'étude et la réalisation de micro actionneurs qui permettent d'agir sur la couche limite de l'écoulement autour d'une aile d'avion en pulsant des micros jets d'air. Le micro actionneur est un microsystème passif permettant d'obtenir des micros jets supersoniques, Les micros tuyères (dite « de Laval ») ont été obtenus par gravure

sèche profonde d'une plaque de silicium encapsulée entre deux plaques de pyrex par soudure anodique.

La tuyère est amorcée pour une suppression d'alimentation de 4 bars et accélérer le micro écoulement jusque à Mach 1.8 pour une suppression de 8 bars. (J-F Manceau et al., 2005)

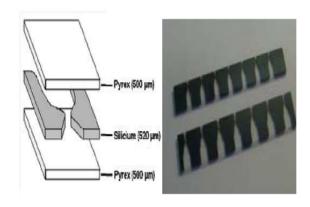


Fig.7 Micro-tuyères (J-F Manceau et al., 2005)

1.9.6 La micro pyrotechnie à l'injection de médicament

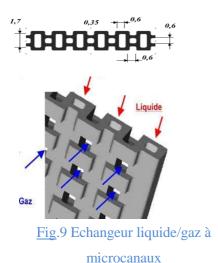
C'est une seringue sans aiguille qui sous l'action d'un générateur de gaz pyrotechnique injecte un médicament liquide au travers de la peau à grande vitesse et au travers de très petites tuyères de sorte d'avoir des jets très fins. L'injection est très rapide (~0.1s –0.5s), (Carole Rossi, 2006).

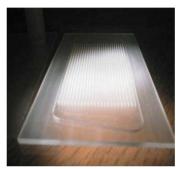


Fig. 8. Schéma de la seringue sans aiguille à générateur de gaz (Carole Rossi, 2006).

1.9.7 Echangeurs microstructures

Un échangeur microstructure, non pas nécessairement comme un micro échangeur, mais plutôt comme un échangeur de chaleur dans lequel les structures caractéristiques d'échange de circulation et d'échange thermique avec les fluides est inférieur au millimètre. (Monique Lallemand, 2004).







canaux parallèles en polycarbonate



Fig.11. Mini-échangeur avec canaux de ~0.2mm de largeur

1.10 Rappels théoriques

1.10.1 Régimes d'écoulement

Les écoulements peuvent être définis selon deux principaux régimes en fonction d'un nombre adimensionnel appelé nombre de Reynolds Re. Nous pouvons revoir son expression :

$$R_e = \frac{\rho UL}{\eta} \tag{1.1}$$

Où η est la viscosité dynamique, ρ la masse volumique, U la vitesse du fluide et L la longueur Caractéristique de l'écoulement. En général, pour un nombre de Reynolds compris entre 1 et environ 2100, l'écoulement est considéré comme laminaire. Le profil des vitesses à l'intérieur des microcanaux tubulaires est généralement parabolique

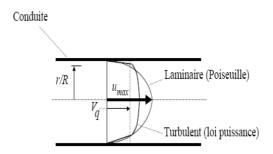
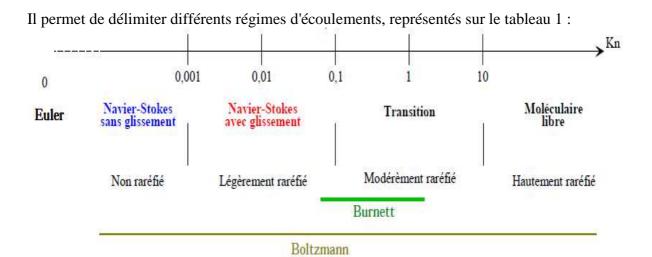


Fig. 12. Profil des vitesses dans un canal cylindrique

1.10.2 Ecoulements gazeux el le nombre du Knudsen

En ce qui concerne les micros - écoulements gazeux, la première conséquence du confinement est la raréfaction de l'écoulement. En effet, les parois se rapprochant, les collisions entre molécules gazeuses perdent de leur importance devant les collisions de celles-ci avec la paroi. Un des pionniers dans ce domaine des écoulements raréfiés internes fut Knudsen qui, notamment, mit en évidence dès 1909 l'apparition de glissement à la paroi, dans certains écoulements de gaz raréfiés. De façon plus générale, il introduisit un nombre adimensionnel, auquel il donna son nom, qui permet de caractériser le taux de raréfaction de l'écoulement. Ce nombre est défini comme le rapport du libre parcours moyen λ des molécules sur une longueur caractéristique l_c de l'écoulement

$$kn = \frac{\lambda}{l_c}$$
 (1.2)



<u>Tab.1</u> Différents régimes d'écoulements gazeux en fonction du nombre de Knudsen (Colin, 2000)

Typiquement, pour des nombres de Knudsen inférieurs à 10^{-3} , on se trouve dans un régime classique, convenablement modélisé par une approche de type milieu continu. On peut alors employer les équations de Navier-Stokes, associées à des conditions limites traduisant le non glissement et la continuité de la température à la paroi. En particulier, lorsque Kn tend vers 0, la diffusion moléculaire devient négligeable et les équations de Navier-Stokes dégénèrent en équations d'Euler, l'écoulement devenant alors non visqueux et isentropique. Il est à noter que le modèle d'Euler donne de très bons résultats pour des écoulements industriels dans des canalisations de dimensions millimétriques, en dehors des zones de fort changement de section ou de choc, pour des

Valeurs de *Kn* comprises entre 10^{-3} et 10^{-1} , l'écoulement est dit "glissant" : le concept de milieu continu et les équations de Navier- Stokes restent valables, à condition de les associer à des conditions traduisant un saut de vitesse et de température à la paroi. Ce type de régime est fréquemment qualifié de légèrement raréfié. (Colin, 2000)

Au-delà, pour des nombres de Knudsen compris entre 10^{-1} et 10, le régime devient modérément raréfié. Il s'agit en fait d'un régime de transition, pour lequel l'approche de type milieu continu n'est plus valable, car il n'y a plus de relation linéaire entre contraintes et vitesses de déformation (le fluide n'est plus newtonien) et entre flux de chaleur et gradient de température (le fluide ne répond plus à la loi de Fourier). Toutefois, l'écoulement n'est pas suffisamment raréfié pour pouvoir être qualifié de moléculaire libre. C'est ce type de régime qui est à l'heure actuelle le moins Bien modélisé, les approches testées pouvant être semi-analytiques ou numériques (Marc Anduze, 2000).

D'après (Omar San et al., 2009) le nombre de Knudsen est donné sous la forme suivante

$$kn = \frac{\lambda}{L}$$
 avec $\lambda = \frac{16\mu}{5\rho\sqrt{2\pi RT}}$ (1.3)

Le modèle de milieu continu et les conditions aux limites de non-glissement à la paroi sont valables seulement pour les faibles valeurs du nombre de Knudsen qui est typiquement de $Kn \le 10^{-3}$. Nous avons vérifié cette condition dans le chapitre 4 (figure 4.1).

1.11. Recherche bibliographique

A cause de la grande utilité des tuyères dans les différents domaines, De nombreux chercheurs ce sont intéressé, à faire des études théoriques et expérimentales. Ce domaine de recherche date d'une vingtaine d'années puisque le premier article remonte à 1983, et depuis, le nombre d'articles sur le sujet croît de manière exponentielle.

✓ Omer San et al., (2009)

Ils se sont intéressés dans cette étude, à l'effet de taille sur le comportement de l'écoulement. Deux méthodes sont utilisées pour analyser les paramètres de l'écoulement dans une tuyère convergente divergente, l'une est basée sur les équations de Navier stockes et l'autre c'est l'équation du Brunette augmentée.

Les profils de la température et de la vitesse montre qui 'il ya un bon accord entre les deux systèmes d'équations, si les même conditions aux limites sont appliquées. Ils ont internées aux effets de taille sur les différents paramètres de l'écoulement, ils ont trouvé que le nombre de Mach à la sortie diminue.

Pour les petites géométries, la vitesse de glissement sur les parois augmente pour les valeurs du nombre du Knudsen élevés, et le débit massique diminue à cause de l'augmentation de la dissipation visqueuse pour les petites géométries.

Ils ont réalisé une autre analyse numérique pour étudier l'effet du taux de dilatation, dans ce cas la différence entre les équations de Navier stokes et Brunette augmente également lorsque la séparation de l'écoulement se produit, et le nombre de Mach à la sortie reste à peu prés le même lorsque les caractéristiques de l'écoulement sont observés dans la tuyère.

✓ Ameur Djilali, (2008)

L'objectif est de modéliser l'écoulement d'un gaz (azote) dans des micro-filtres. La région du filtrage est une membrane qui contient des orifices, en fait des microcanaux, dont le diamètre est de quelques micromètres. Au voisinage de chaque orifice, l'écoulement du gaz supposé normal à la membrane, est en régime de raréfaction dit de transition, intermédiaire entre le régime continu relevant des équations de Navier-Stokes et le régime moléculaire libre où les molécules du gaz évoluent sans interactions entre elles.

Deux approches sont utilisées pour analyser l'écoulement dans un microcanal. La première, théorique, est basée sur une analyse adimensionnelle des équations de Navier-Stokes avec des conditions de glissement à la paroi. La seconde, numérique, et statistique et est basée sur une simulation de Monte Carlo (DSMC). Une étude paramétrique sur différentes géométries de microcanaux est faite dans le cas d'un écoulement isotherme. Le comportement d'écoulement gazeux à travers un microcanal est ensuite étudié en appliquant un gradient de température entre son entrée et sa sortie. Cette analyse permet de mettre en évidence le phénomène de transpiration thermique. En s'appuyant sur les résultats numériques, un modèle analytique est proposé.

L'effet du coefficient d'accommodation à la paroi sur l'écoulement est aussi étudié. Enfin, les effets de compressibilité sont étudiés dans un microcanal, puis les relations liant le débit et les gradients de pression. Une simulation numérique d'écoulement au travers d'une série de microcanaux est aussi présentée.

✓ Jinliang Xu et Chuangxin Zhao, (2007)

L'objectif de cette étude est l'utilisation des équations de Navier stokes avec les conditions de glissement sur les parois pour simuler le débit supersonique dans une tuyère convergente divergente. La première observation montre que les ondes de choc peuvent avoir lieu à l'intérieur ou à l'extérieur de la micro tuyère sous la pression atmosphérique. La structure de L'onde de choc de l'écoulement aux caractéristiques suivantes: Il y a un point de séparation de couche limite en aval de la gorge et il existe une interface séparant les ondes de couche limite visqueux avec un flux de retour et le débit de base non visqueux. Le nombre de Mach est d'environ 0.8 à la gorge supersonique dans le divergent, et il n'atteint pas l'unité exactement à l'emplacement de la gorge, mais un peu en aval de la gorge. La couche limite visqueuse est très épaisse et peut couvrir la moitié de la largeur de la tuyère sur le plan de sortie.

L'effet visqueux est important pour affecter et former la structure des flux d'ondes de choc dans les micro-échelles à cause de la grande valeur rapport du volume sur surface. Au plan de sortie de la tuyère la couche limite visqueuse peut couvrir la moitie de la sortie de l'ensemble de largeur de la tuyère.

✓ Jérôme Barrau et al., (2007)

L'objectif du système de dissipation proposé est de maintenir les cellules photovoltaïques à des températures les plus basses possibles avec un niveau d'uniformité optimum.

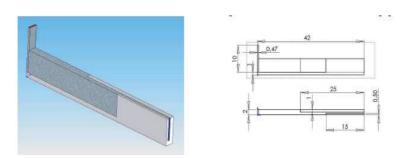


Fig13. Modèle numérique

Cette étude démontre qu'une augmentation de la vitesse d'entrée du fluide de refroidissement ne se traduit pas forcément en une diminution de la magnitude et de la différence des températures des cellules. De plus, ils ont démontré qu'en faisant varier un paramètre influant de l'échange thermique du système (dans ce cas, la concentration surfacique de canaux), ils ont pu modifier le profil de températures des cellules par rapport à celui qu'ils obtiendraient avec des systèmes classiques de

micro canaux ou de jets impactant. Cette étude ouvre la voie de l'optimisation de tous les paramètres influents le système de refroidissement proposé, parmi lesquels la vitesse d'entrée, La distribution des canaux, la présence de surfaces courbées sous le jet impactant et la hauteur des canaux sont les plus remarquables.

✓ Abdellah hadjadj et ashwin chinnayya, (2006)

Ils se sont intéressés à la propagation des ondes de choc et de détonation dans les micro-conduits et micro-tuyères.

Les particularités de ces écoulements gazeux sont principalement :

- 1) limite de l'approche continue des équations de Navier-Stokes,
- 2) des forces de viscosité comparables aux forces d'inertie (nombre de Reynolds faible),
- 3) des phénomènes de transport et d'échanges plus importants,
- 4) des processus d'interaction gaz-paroi qui modifient les conditions aux limites de ces écoulements,
- 5) et enfin des conditions de stabilité de la propagation des ondes de choc en milieux inerte et réactif (micro-détonation) qui diffère des écoulements classiques.

Pour cela, il est envisageable de développer de nouvelles méthodes de simulation numérique des écoulements de gaz raréfiés en régimes transitoire et continue.

Les résultats numériques seront comparés à ceux provenant d'une approche cinétique basée sur la résolution de l'équation de Boltzmann pour les gaz raréfiés Ces comparaisons devraient nous permettre de déterminer les limites de l'approche continue ainsi que la validité des conditions aux limites de vitesse et de température. Ils pourront analyser la structure de ces écoulements pour différentes configurations géométriques de la tuyère.

✓ Samir Bendib et al., (2005)

Ils présentent une approche générale au problème de modélisation d'un canal rectangulaire. L'étude est divisée dans trois sections. La première décrit la modélisation analytique d'un canal contre son facteur de forme et décrit une normalisation de son comportement fluidique. La deuxième est consacrée à la simulation numérique d'une diode Tesla. La dernière partie expose la réalisation et la caractérisation de prototypes. Il en résulte que, la modélisation globale d'un microcanal rectangulaire a été proposée comme but pour normaliser son comportement. De la valeur du facteur de forme du microcanal, la caractéristique de flux peut être rapidement déduite. Le prototype a été réalisé et évalué pour valider l'influence du facteur de forme sur le modèle utilisé.

✓ M. Lallemand, Cethil, (2004)

Ce travail comporte deux études :

Une première étude, principale et expérimentale, qui porte essentiellement sur l'hydrodynamique d'un écoulement d'eau en canal entre deux plaques métalliques parallèles, dont l'épaisseur peut être ajustée entre $1000~\mu m$ et $50~\mu m$. Il s'agit de vérifier l'application des lois d'écoulement usuelles (pertes de charge caractérisées pour un nombre de Poiseuille Po=24 en laminaire) pour ces faibles épaisseurs de canal. Une deuxième étude, correspondant à une approche de modélisation, qui porte sur les effets de conduction axiale dans les parois de ce type de canal lorsque celui-ci est Chauffé à l'aide d'une densité de flux uniforme sur une ou deux faces extérieures de ses parois. Le but est de vérifier si les lois de frottement connues pour des canaux macroscopiques (Dh > 1~mm) sont encore valides pour des mini-canaux. Ils ont vérifié aussi que le nombre de Reynolds de transition entre les régimes laminaire et turbulent n'est pas affecté par la diminution du diamètre hydraulique des canaux.

✓ Pong et al., (1994)

Ils ont proposé un banc expérimental pour mesurer la distribution non linéaire de pression le long d'un microcanal. Une série de capteurs de pression, de 250 par 250 μm^2 d'aire, sont connectés à deux microcanaux de 1.2 μm de profondeur, de 5 μm et 40 μm de largeur, par des canaux de 2 μm de large et 0.3 μm de profondeur. Les fluides utilisés sont l'hélium et l'azote. Les auteurs ont conclu que la distribution non linéaire de pression était affectée par la dissipation visqueuse et par les variations du nombre de Knudsen.

Parallèlement, **Harley** *et al.*, (1995) ont observé une dispersion de 8% entre l'expérience et la théorie, en Supposant un écoulement glissant du premier ordre, isotherme et localement pleinement développé. Dans leurs expériences, le nombre de Knudsen était inférieur à 0.38. Etant donné que le rapport de forme des microcanaux en question était petit, les résultats expérimentaux ont été comparés au modèle d'écoulement glissant entre deux plans parallèles. A l'heure actuelle, les mesures expérimentales sont essentiellement des mesures globales, de débit ou de transfert de chaleur.

Seuls quelques auteurs se sont intéressés à la répartition de pression le long d'un microcanal. Cependant, certains commencent à développer des méthodes de visualisation de profil de vitesse locale dans les microsystèmes, grâce à la PIV (Particule Image Visualisation).

✓ Wereley *et al.*, (1998)

Ils ont montré qu'ils sont capables de mesurer des vitesses avec une résolution spatiale moyenne de $3.6 \times 5 \times 1.5 \, \mu m$ et une résolution spatiale maximale de $3.2 \times 3.2 \times 1.5 \, \mu m$. Les auteurs injectent dans l'écoulement des particules fluorescentes de 30 nm de diamètre. Ils obtiennent des résultats exploitables pour les écoulements de liquides.

1.12 Plan de l'étude :

Ce présent manuscrit s'organise autour de Cinq chapitres et une conclusion, faisant suite à l'introduction.

Le deuxième chapitre expose un rappel sur les équations isentropiques utilisées dans la résolution des écoulements compressibles.

Le troisième chapitre expose le domaine d'étude, plus une étude un peu détaillée sur les différents maillages utilisé avec les conditions aux limites imposées.

Le quatrième chapitre, traite la simulation de l'écoulement compressible, une étude détaillée à été présentée par la détermination du profil de vitesse, nombre de Mach, coefficient de frottement et la pression, ainsi la génération d'entropie et les différents profils obtenues, les résultats sont obtenus par le code Fluent, une interprétation de ces résultats est présentée.

Dans le Cinquième chapitre, une étude tridimensionnelles est présentée, malgré que le raffinement de maillage n'est possible et l'indépendance du maillage n'est pas vérifié mais les différents résultats sont encourageants.

Chapitre 2 Formulation du problème

Formulation du problème

Dans ce chapitre nous présentons la formulation du problème ainsi, que l'enchainement des différentes équations utilisées pour résoudre ce type de problème.

Introduction:

L'étude de l'écoulement d'un fluide compressible devient plus compliquée que celle d'un fluide incompressible. En effet, les variations de température ou de pression qui peuvent apparaître dans l'écoulement d'un liquide ne modifient en rien les volumes mis en jeu car la dilatation ou la compression sont généralement négligeables. En revanche, ces phénomènes prennent une grande importance lorsqu'il s'agit de vapeur ou de gaz.

L'étude de l'écoulement des fluides compressible ne peut être abordée sans avoir fixé au préalable un certain nombre d'hypothèses simplificatrices (nature du gaz : parfait, type d'évolution : isotherme ou adiabatique,...etc.). (Riadh ben Hamouda, 2008)

2.1 Les équations générales:

Pour un écoulement bidimensionnel, visqueux, et compressible, les équations s'écrivent sous la forme suivante:

1. Continuité:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho v = 0 \tag{2.1}$$

2. Quantité de mouvement

$$\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v v) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau \tag{2.2}$$

3. Conservation d'énergie

$$\frac{\partial(\rho E)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho E v) = -\nabla \cdot (\rho v) + \nabla \cdot (\tau \cdot v) - \nabla \cdot q \tag{2.3}$$

2.2 Définitions :

La dynamique des gaz est une étude de l'écoulement de fluides avec une vitesse comparable à la vitesse locale sonique. C'est le cas quand la vitesse de fluide est 30% plus que la vitesse locale sonique, i.e. M > 0.30. Dans ces cas, la densité n'est plus une constante

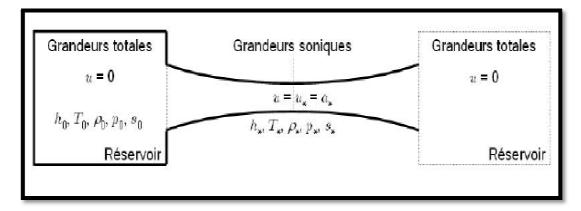


Fig. 2.1: Grandeurs totales et soniques (Alain DrotzMarc, 2007)

Grandeurs totales :

Un point d'arrêt de l'écoulement est un point où la vitesse est nulle. Une grandeur totale est une grandeur définie en un point d'arrêt de l'écoulement.

Grandeurs soniques :

Un point sonique d'un écoulement est un point ou la vitesse est égale à la célérité locale du son. Une grandeur sonique est une grandeur définie en un point aux conditions soniques (Alain DrotzMarc, 2007)

2.3 Écoulement unidimensionnel isentropique avec variation de section :

2.3.1Effet de la variation de section :

Examinons l'effet de la variation de section dans le cas général d'un fluide d'équation d'état quelconque Les équations de conservation de la masse et de l'énergie sont respectivement

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dc}{c} + \frac{dA}{A} = 0 \tag{2.4}$$

$$d(h + \frac{c^2}{2}) = dh + cdc = 0$$
 (2.5)

L'écoulement étant isentropique $dh = vdp = va^2d\rho$ Par conséquent, l'équation de l'énergie peut se réécrire

$$a^2 \frac{dp}{p} + cdc = 0 \tag{2.6}$$

$$\frac{dp}{p} + \frac{c^2 dc}{a^2 c} = 0 \Rightarrow \frac{dc}{c} (1 - \frac{c^2}{a^2}) + \frac{dA}{A} = 0$$
 (2.7)

Résolvant pour $d\rho/\rho$ et insérant dans l'équation de conservation de la masse, on obtient :

$$\frac{dc}{c}(1-M^2) + \frac{dA}{A} = 0 \to \frac{dc}{c}(1-M^2) = \frac{dA}{A} = \frac{-dp}{pc^2}(1-M^2)$$
 (2.8)

L'équation (2.8) à une grande importance, car elle permet de déterminer la forme à donner à la conduite

➤ Si Ma <1(vitesses subsoniques), la vitesse varie en sens inverse de la section

$$dv > 0$$
 si $dA < 0$

➤ Si Ma>1(vitesses supersoniques), la vitesse varie dans le même sens que la section

$$dv > 0$$
 si $dA > 0$

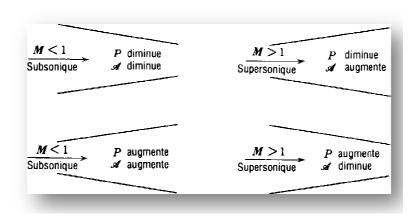


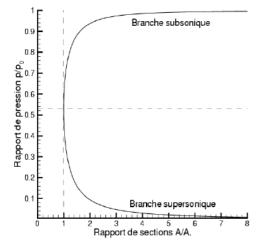
Fig. 2.2 Forme de tuyère en fonction du nombre de Mach. (Wolf Gregory, 2005)

On en déduit également que l'écoulement ne peut être sonique que s'il la section passe par un minimum de section (dA = 0), c'est-à-dire au col. Si l'écoulement est sonique au col, alors l'évolution en aval du col peut être soit subsonique, soit supersonique. C'est la condition aux limites en aval du divergent qui détermine lequel des deux comportements se réalise.

2.3.2 Phénomène de Saturation

Supposons que l'on accélère un écoulement subsonique dans un convergent (ou que l'on décélère un écoulement supersonique dans ce même convergent). Comme pour tous les fluides compressibles, la vitesse du son diminue lorsque la température diminue, le nombre de Mach varie dans le même sens que la vitesse. Celle-ci, augmente donc pour un écoulement subsonique et diminue pour un écoulement supersonique. Le nombre de Mach ne peut pas atteindre l'unité au convergent, seulement à son extrémité. On appelle ce phénomène la saturation de la tuyère.

Si l'on accélère un fluide pour des conditions d'arrêt données au moyen d'une tuyère convergente en diminuant la pression régnant en aval de celle-ci, et donc aussi le débit, augmentent jusqu'a ce que les conditions soniques y soient atteintes. Ils ne changent plus si on continue à réduire la pression. On déduit également qu'on ne peut accélérer un écoulement jusqu'à des conditions supersoniques qu'au moyen d'une tuyère convergente-divergente, que l'on appelle tuyère de Laval. (Wolf Gregory, 2005) Les figures (2.3 et 2.4); prises d'un cours sur les écoulements compressibles Master MFE 2008/2009) présentent respectivement les relations entre la section et la pression puis section et le nombre de Mach.



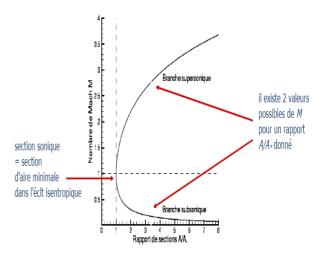


Fig. 2.3.Relation section-pression

Fig.2.4 Relation section-nombre de Mach

2.4 Evolution des paramètres de l'écoulement :

Pour un écoulement isentropique, l'équation d'énergie entre deux états dans le champ d'écoulement devient :

$$h_1 + \frac{u_1^2}{2} = h_2 + \frac{u_2^2}{2} = h_0 = const$$
 (2.9)

L'enthalpie d'un gaz parfait est donnée par $h=C_p$ T. En substituant dans l'équation d'énergie de l'écoulement permanent, on trouve $h=C_p$ T = constante Où h_o , appelée l'enthalpie de stagnation, reste constante dans le champ d'écoulement

$$\frac{T_0}{T} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} M^2 \tag{2.10}$$

Donc, la température de stagnation reste constante dans un écoulement isentropique et la relation de la température locale à la température de stagnation est une fonction seulement du nombre de Mach local.

En incorporant l'équation de vitesse sonique, l'équation d'état de gaz parfait et l'équation d'énergie on trouve les relations utiles pour l'écoulement isentropique permanent des gaz parfaits (Mécanique des fluides, S. Candel, 2001).

$$\frac{a_0}{a} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}M^2\right)^{1/2} \tag{2.11}$$

$$\frac{p_0}{p} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{\gamma/(\gamma - 1)} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}M^2\right)^{\gamma/(\gamma - 1)}$$
(2.12)

$$\frac{\rho_0}{\rho} = \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/(\gamma - 1)} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2}M^2\right)^{1/(\gamma - 1)}$$
(2.13)

2.4.1 Mise en forme du 1er principe de la thermodynamique :

Le premier principe de la thermodynamique exprime la conservation de l'énergie au cours d'une transformation quelconque. Il ne fait aucune distinction entre les diverses formes d'énergie, et en particulier n'impose aucune restriction quant au sens dans lequel la chaleur et le travail sont échangés Si l'on considère une transformation réversible d'un système fermé, sans variation d'énergies cinétique et potentielle, on a, par le premier principe :

$$dU = \delta O + \delta W \tag{2.14}$$

Mais, par ailleurs, la transformation étant réversible :

$$\delta W = -pdV \tag{2.15}$$

$$\delta Q = TdS \tag{2.16}$$

On en déduit que pour une telle transformation :

$$dU = TdS - pdV (2.17)$$

Cette relation ne fait intervenir que des variables d'état et doit par conséquent être valable pour une transformation infinitésimale irréversible aussi bien que pour une transformation infinitésimale réversible, par conséquent, on peut intégrer l'équation (2.17) entre deux états, que la transformation soit réversible ou non.

En vertu de la définition de l'enthalpie, H = U + pV, on a en différentiant

$$dH = dU + pdV + Vdp = TdS + Vdp$$
 (2.18)

On en déduit les formes massiques :

$$dU = TdS - pdV (2.19)$$

$$dh = TdS + Vdp (2.20)$$

2.4.2 Second Principe de la thermodynamique :

Le second principe traduit le caractère irréversible de toute transformation thermodynamique d'un système et nécessite l'introduction d'une nouvelle variable d'état appelée entropie. Cependant, pour de nombreuses transformations thermodynamiques, les effets lies à l'irréversibilité sont négligeables. Dans ce cas, le processus thermodynamique est considère comme réversible et il existe une évolution inverse faisant passer le système de son état final à son état initial. L'intérêt de considérer des transformations réversibles est motivé par la substitution du terme (δq) dans le premier principe pour ne faire intervenir que des variables d'état.

La variation d'entropie est définie en termes de processus réversible :

$$\Delta s = \int \frac{\delta Q_R}{T} \tag{2.21}$$

Le changement d'entropie s'exprime en 2 catégories pour n'importe quel système par :

$$ds = ds_e + ds_i (2.22)$$

Ou (ds_e): représente la portion du changement d'entropie causée par le transfert de chaleur entre le système et le milieu extérieur (environnement) donc :

$$ds_e = \frac{\delta Q}{T} \tag{2.23}$$

Le (ds_e) Peut être positive ou négative dépendant de la direction transfert de chaleur si ds_e =0, le processus est adiabatique. Le terme (ds_i) représente la portion du changement d'entropie causée par les effets irréversibles. Cependant les effets de ds_i sont internes dans la nature des gradients de la température, de la pression ; ainsi que le frottement le long des limites du système.

Ce qui vent dire que toutes les irréversibilités génèrent l'entropie (ce qui cause l'augmentation de cette dernière dans le système), cependant pour un processus réversible $ds_i \ge 0$.

Aussi, un processus isentropique se fait à entropie constante qui est expliqué par ds = 0

Il est à confirmer qu'un processus réversible –adiabatique est un processus isentropique. L'inverse n'est pas nécessairement vrai : un processus isentropique n'est pas nécessairement réversible - adiabatique Aussi :

$$\oint ds = \oint ds_e + \oint ds_i \tag{2.24}$$

Pour un processus isentropique $\oint ds_i = 0$ On sait bien que les effets irréversibles générant toujours l'entropie

$$0 = \oint ds_e + (\ge 0) \tag{2.25}$$

Et puisque:

$$ds_e = \frac{\delta Q}{T} \Rightarrow \oint \frac{dQ}{T} \le 0 \tag{2.26}$$

Cette équation est appelée inégalité de Clausius.

2.4.3 La génération d'entropie :

Dans l'écoulement du fluide, l'irréversibilité se pose en raison du transfert de chaleur et les effets visqueux du fluide. Le taux de génération d'entropie peut être exprimé comme la somme des cotisations dues à des effets visqueux et thermiques, et donc, il dépend fonctionnellement sur les valeurs locales de vitesse et de température dans le domaine d'intérêt. Dans ces systèmes, lorsque les deux champs de température et de vitesse sont connus, le taux de génération d'entropie volumétrique à chaque point peut être calculé comme suit (Hussein Yapici, 2005)

$$S_{gen}^{"'} = \left(S_{gen}^{"'}\right)_{chaleur} + \left(S_{gen}^{"'}\right)_{frottement} \tag{2.27}$$

$$(S_{gen}^{"'})_{chaleur} = \frac{\lambda_{eff}}{T^2} \left[\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)^2 \right]$$
 (2.28)

$$\left(S_{gen}^{"'}\right)_{frottement} = \frac{\mu_{eff}}{T}\phi \tag{2.29}$$

$$Ou: \quad \phi = 2 \cdot \left[\left(\frac{\partial u_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u_y}{\partial y} \right)^2 \right] + \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right)^2$$
 (2.30)

 Φ : est le terme de dissipation visqueuse.

Ces équations (2.27) (2.28) et (2.29) sont valables pour un Fluide newtonien exposés à des flux internes et / ou sources de chaleur externe pour estimer l'entropie locale taux de production en raison du transfert de chaleur et le frottement de fluide.

Remarque:

Pour notre cas par ce que l'écoulement est laminaire nous remplaçons le λ_{eff} par λ et, le μ_{eff} par μ . Le nombre de **Bejan, Be**, qui compare l'ampleur de la production d'entropie due au transfert de chaleur à l'ampleur de la production totale d'entropie, est définie par :

$$Be = \frac{\left(\dot{S}_{gen}\right)_{chaleur}}{\dot{S}_{gen}} \tag{2.31}$$

Pour un **Be** >> 0.5, irréversibilités due à un transfert de chaleur domine, tandis que pour être **Be**<<0.5 l'irréversibilité en raisons des effets visqueux domine. Pour un Be =0.5 la production d'entropie due

au transfert de chaleur est presque du même ordre de grandeur que celle due au frottement. (Hussein Yapici, 2005)

2.4.4 L'entropie en fonction du nombre de Mach :

La figure suivante montre l'entropie spécifique du fluide comme une fonction du nombre de Mach de conduit, pour l'écoulement subsonique et supersonique.

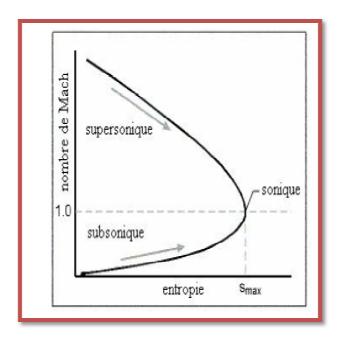


Fig.2.6 Entropie comme fonction de Mach

On voit que quand la longueur de conduit est augmentée, le nombre de Mach approche de l'unité. Si la condition sonique existe à la sortie de conduit, l'écoulement devient étranglé. Fig. 2.6 montres aussi l'écoulement ne peut pas passer de subsonique à supersonique ou vice – versa, pour la simple raison qu'on ne peut pas violer la seconde loi de thermodynamique.

2.5 Écoulement unidimensionnel adiabatique avec frottement :

2.5.1 Effet du frottement :

Dans le cas d'un écoulement avec frottement et sans échange de chaleur (adiabatique) dans une conduite de section constante, les équations du mouvement deviennent.

Conservation de la masse

$$G = \frac{m}{A} = \rho c = \frac{c}{v} = const \tag{2.32}$$

Résultante cinétique

$$cdc + \frac{dp}{\rho} + \frac{c^2}{2} \delta f = 0 \tag{2.33}$$

Premier Principe

$$d\left(h + \frac{c^2}{2}\right) = dh^0 = 0 {(2.34)}$$

Comme c = Gv, on peut exprimer l'équation de l'énergie uniquement en fonction de variables

Thermodynamiques.

$$h + G^2 \frac{V^2}{2} = h^0 {(2.35)}$$

Cette équation représente une courbe dans l'espace thermodynamique, que l'on appelle ligne de *Fanno*. Elle s'applique au cas général d'un fluide d'équation d'état quelconque.

L'effet du frottement n'apparaît pas explicitement, mais se manifeste via son influence sur les propriétés thermodynamiques. La forme de la courbe est semblable pour tous les fluides compressibles. Avec un fluide entrant dans l'état 1, le frottement aura pour effet de réduire la pression (perte de charge), ce qui entraîne une diminution de masse volumique et donc une augmentation de vitesse, et par conséquent une diminution d'enthalpie. On constate que l'entropie augmente, ce qui est en accord avec le second principe puisque la transformation est adiabatique.

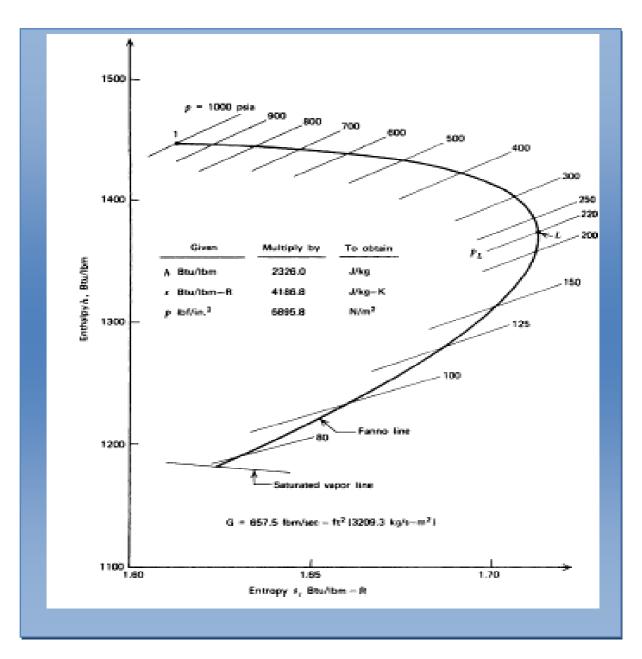


Fig. 2.7. Ligne de Fanno. (Wolf Gregory, 2005)

On constate que la ligne de Fanno présente un maximum d'entropie, indiqué par point L. On en déduit que la pression dans la conduite ne peut descendre sous la valeur p_L et que la vitesse ne peut excéder la Valeur c_L atteinte au même point. Comme dans le cas de la tuyère convergente, on observe donc un phénomène de saturation, cette fois dû au frottement critique, le frottement ne peut excéder une valeur maximum. (Wolf Gregory, 2005)

2.6 Écoulement unidimensionnel avec échange de chaleur :

2.6.1 Effet de l'échange de chaleur

On considère à présent l'écoulement sans frottement mais avec échange de chaleur dans une conduite de section constante. Les équations du mouvement deviennent dans ce cas

Conservation de la masse

$$G = \frac{m}{A} = \rho c = \frac{c}{v} = const$$
 (2.36)

Résultante cinétique

$$cdc + \frac{dp}{\rho} = 0 ag{2.37}$$

Premier Principe

$$d\left(h + \frac{c^2}{2}\right) = dh^0 = 0 {(2.38)}$$

Comme c = Gv, on peut exprimer l'équation de l'énergie uniquement en fonction de variables Thermodynamiques.

$$dp + Gdc = dp + G^2 dv (2.39)$$

D'ou, en intégrant,

$$p + G^2 dv = const (2.40)$$

Cette équation représente une courbe dans l'espace thermodynamique, que l'on appelle ligne de *Rayleigh*. Elle s'applique au cas général d'un fluide d'équation d'état quelconque. L'effet de l'échange de chaleur n'apparaît pas explicitement, mais se manifeste via son influence sur les propriétés thermodynamiques.

À titre d'illustration, on représente une ligne de Rayleigh dans un diagramme de *Mollier* de la vapeur d'eau sur la planche suivante. La forme de la courbe est semblable pour tous les fluides compressibles.

Dans un diagramme $(p - v_i)$ la ligne de Rayleigh est évidemment une ligne droite. Avec un fluide entrant à l'état 1, l'apport de chaleur se traduit par une augmentation d'entropie, qui s'accompagne d'une diminution de pression et de masse volumique, et par conséquent une augmentation de vitesse.

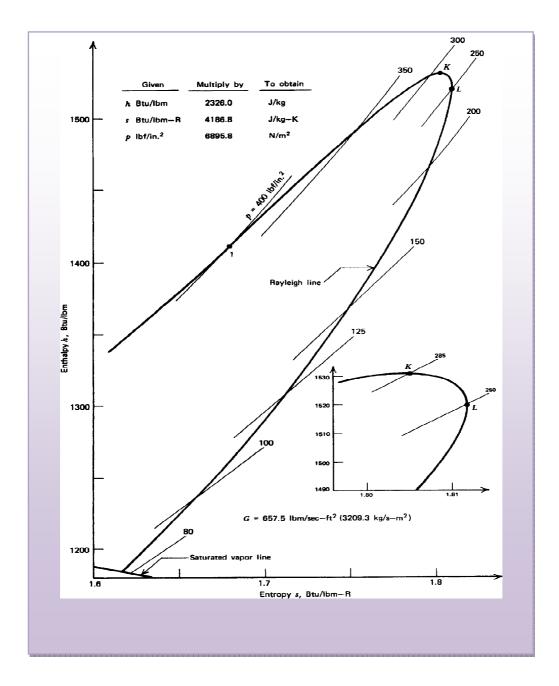


Fig. 2.8. Ligne de Rayleigh (Wolf Gregory, 2005)

On remarque deux points remarquables sur la ligne de Rayleigh, à savoir un maximum d'enthalpie K et un maximum d'entropie L. Initialement, l'apport de chaleur s'accompagne d'une augmentation d'enthalpie, jusqu'au point K où l'apport de chaleur se transforme intégralement en énergie cinétique. Au-delà de K, l'augmentation d'énergie cinétique est supérieure à l'apport de chaleur, ce qui entraîne

2.7 Conclusion

Dans ce chapitre les différentes équations utilisées pour les écoulements compressibles sont présentés avec un rappel sur le premier et le deuxième principe de la thermodynamique, Nous sommes intéressés aussi dans ce chapitre aux propriétés de l'écoulement de *Fanno* et *Raleigh*.

Un rappel sur la génération d'entropie avec les équations utilisées pour décrire ces phénomènes sont présentés. Il faut dire que tous qui est présenté dans ce chapitre tels que les équations, les courbes sont utilisées pour l'interprétation des différents résultats de notre simulation.

Chapitre 3 Modélisation et résolution avec «Fluent»

Modélisation et résolution avec Fluent

L'objectif dans ce chapitre, est de présenter les premières approches adoptées pour notre problème es type de maillage utilisées et l'acheminement des idées et du raisonnement entre les premiers essais accompagnés des médiocres résultats et la procédure finalisée satisfaisante.

Introduction

La complexité des géométries rencontrées dans les applications pratiques en mécaniques des fluides sont telles qu'il existe un besoin bien défini pour le traitement de frontières irrégulières. Cependant, les approches généralisées pour traitement de géométries arbitraire en 3 dimensions remontent en de début des années 70 avec les travaux du professeur Joe F.Thompson sur la génération des maillages adaptés.

Un maillage est un mécanisme pour l'organisation et structuration d'un domaine dans l'espace pour fins de calculs.il s'agit un partitionnement des frontières et du domine qu'elles renferment en éléments géométriques discrets. (Ricardo Camarero, 2009)

3.1 Présentation du domaine d'étude

Notre domaine d'étude est une tuyère miniaturisée dont Les caractéristiques géométriques sont indiquées sur la figure (3. 1).

- Demi angle du convergent : 45°.

-La longueur : 0.25cm

- Demi angle du divergent : 2°.10°.

- Rayon du col : 0,03 cm.

- Le convergent et le divergent sont raccordés par un arc de cercle.

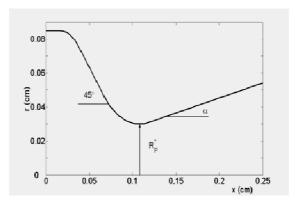


Fig. 3.1. Géométrie de la tuyère (Saïd Abboudi et al., 2006)

3.1.1 Conditions aux limites

Notre écoulement est délimités par des parois imperméables et les fluide est de l'air, donc c'est un fluide visqueux, ce qui nous conduit à une condition aux limites de non glissement (u=v=0) sur les parois.

Soient les paramètres d'arrêt de l'écoulement : $P_0=1.2*10^5$ N/m², $T_0=1500$ k

Les conditions aux limites imposées sont présentées dans le tableau (3.1), L'étude est faite pour deux cas d'écoulement :

- Ecoulement adiabatique (h=0 $W/(m^2K)$)
- Ecoulement non adiabatique (h=1000 $W/(m^2K)$)

L'objectif principal est de voir le comportement des paramètres de l'écoulement pour ces deux cas spécialement quand' il s'agit d'une tuyère miniaturisée, l'étude est menée par le code Fluent et son mailleur Gambit. Vue la difficulté de traiter ce genre d'écoulement (compressible, visqueux, présence de couche limites), nous utilisons le code Fluent, dont le but de comprendre les phénomènes induits dans ces tuyères de petite taille.

Entrée Sortie

,	M ₁ =0.7397	$\mathbf{M}_{2} = 1.4$
h=0	T ₁ =1352.044,	T ₂ =1077.585
	P ₁ =83431.47	p ₂ =37708.91
	M ₁ =0.73010	$M_2 = 1.5$
h=1000	T ₁ =1355.743	T ₂ =1034.479
	P ₁ =86427.939	p ₂ =32688.369

Tab 3.1. Les conditions imposées à l'entrée et sortie de la tuyère

3.1. 2 Maillage sous Gambit

Le maillage du domaine physique est effectué à l'aide du mailleur Gambit 2.2.30, Ce mailleur propose des solutions étendues pour les géométries les plus compliquées. Pour notre cas, on a Choisie un maillage très fin au voisinage de la paroi, pour capturer toutes Les informations sur la couche limite. C'est un maillage quadrilatère, non structuré.

3.1.3 Qualité d'un maillage

La génération d'une très bonne qualité de maillage est essentielle pour l'obtention d'un résultat de calcul précis, robuste et signifiant.

Une bonne qualité de maillage repose sur les éléments suivants :

- Minimisation des éléments présentant des distorsions
- Une bonne résolution dans les régions présentant un fort gradient (couches limites, ondes de choc ...etc.)

Enfin, la qualité de maillage à un sérieux impact sur la convergence, la précision de la solution et surtout sur le temps de calcul.

3.2. Implantation sous Fluent

3.2.1 Présentation de Fluent

FLUENT est un logiciel de modélisation bidimensionnelle et tridimensionnelle des écoulements fluides couplés avec ou non du transfert de chaleur, et avec ou non des réactions chimiques, et pour une ou plusieurs phases. Les capacités sont vastes, ce qui en fait un outil utilisé dans de nombreux domaines industriels : Aéronautique, Véhicules à moteurs, Marine, Biomédical, Refroidissement en électronique, Traitement de polymère, Processus chimique, Production d'électricité, Turbomachines, etc. Fluent se présente sous la forme de 2 fenêtres : un terminal et une fenêtre graphique, et il comprend un mailleur en plus du solveur.

Fluent s'utilise à travers une interface graphique, l'utilisateur avancé peut adapter ou augmenter aux besoins l'interface en écrivant des macros et des fonctions de menu, afin d'automatiser certains procédures.

- ♣ Écoulement 2D ou 3D
- **♣** États permanents ou transitoires
- ♣ Écoulement incompressible ou compressible incluant toute vitesse de régimes (subsonique transsonique, supersonique et hypersonique).
- ♣ Écoulement visqueux non visqueux, laminaires ou turbulents.
- ♣ Écoulement newtonien ou non
- ♣ Transfert de chaleur forcée, par conduction, par convection ou radiatif
- ♣ Écoulement en milieu poreux.

3.2.2 Choix de la formulation du solveur

Dans Fluent nous pouvons choisir entre deux formulations :

- ◆ La formulation « segregate »;ou isolée (implicite, ou explicite);ou explicite cette formulation résoud les équations de continuité, de quantité de mouvement séquentiellement, c'est-à-dire isolées l'une par rapport à l'autre. Cette formulation est employée pour l'écoulement compressible.
- ◆ La formulation «coupled»; ou couplée (implicite, ou explicite), cette formulation permet la résolution des équations gouvernantes simultanément, elle est utilisée pour les écoulements compressibles et pour de grands nombres de Mach et de Reynolds.

3.2.3 Choix de schéma de discrétisation

Le code *fluent* nous permet de choisir le schéma de discrétisation pour les termes convectifs de chaque équation gouvernante, alors que les termes visqueux sont discrétisés au second ordre pour plus de précision .Notons ici que la discrétisation au premier ordre procure une convergence rapide.

3.3 Résolution numérique

Le calcul numérique a été mené à l'aide du code de calcul Fluent 6.2.16 qui utilise la méthode des volumes finies.

3.3.1 Création de la géométrie sous Gambit

Notre géométrie est une tuyère convergente divergente, cette forme est obtenue par la création des cotes par une courbe de NURBS dans le Gambit, nous utilisons les points donnés dans la figure (3.1).

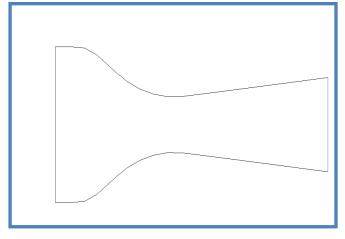


Fig. 3. 2 Géométrie de la tuyère en 2 D

3.3.2 Etude du maillage de la tuyère bidimensionnelle

Nous avons remarqué durant cette étude, que pour obtenir de bons résultats il est nécessaire d'optimiser entre plusieurs paramètres qui influent fortement sur les calcules numériques, parmi lesquels nous citons les plus importants et qui sont, la qualité et la taille du maillage. Pour voir cette influence nous avons changé à chaque fois un paramètre en fixant les autres.

3.3.2.1. Maillage uniforme

La figure 3.3 (a) montre un maillage quadratique avec un nombre total des nœuds de 961, c'est un maillage obtenue en utilisant le schéma *Map*, Malgré que pour notre cas c'est le schéma pave qui donne un résultat satisfaisant, l'application de ce dernier est impossible pour notre cas, à cause de la forme et la taille de la tuyère utilisée.

Il à été remarque d'après le profil de la température et le nombre de Mach, pour les cas ou le coefficient d'échange par convection h=0 que les résultats ne sont pas symétriques.

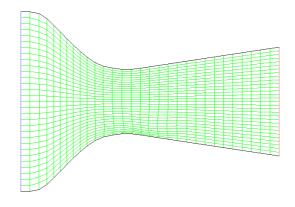
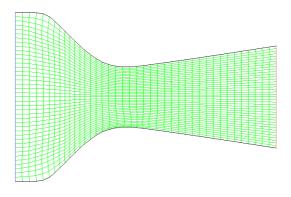


Fig. 3.3 Maillage du domaine (900 cellules) (a)



<u>Fig</u>.3.4 Maillage du domaine (1600 cellules) (b)

3.3.2.2 Caractéristiques du maillage

Les maillages utilisés ont été obtenus avec les caractéristiques suivantes Tab (3.2)

Le cas	Premier cas (a)	Deuxième cas (b)
Les parois	30	20
Entrée	30	40
Sortie	10	40
Nombre de nœuds	961	1681
Nombre de cellules	900	1600

<u>Tab</u> (3.2): caractéristiques du maillage régulier.

Les figures (3.5) et (3.6) présentent un maillage plus raffiné, nous remarquons des courbures dans ce maillage qui diverge dans Fluent.

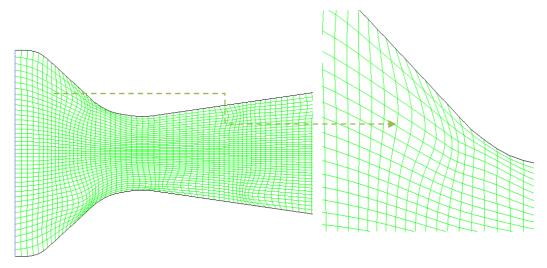


Fig. 3.5 Maillage du domaine (2000 cellules)

L'objectif étant de raffiner de plus en plus pour capturer plus d'informations, surtout pour le transfert thermique.

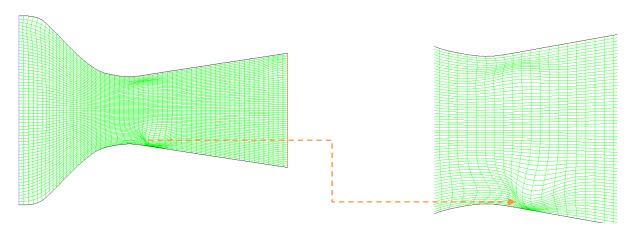


Fig. 3.6 Maillage du domaine (36000 cellules)

Nous avons remarqué que plus on raffine et plus les mailles subissent un fluage (courbure).

3.3.2. 3 Discussion et analyse

Après plusieurs tentatives, pour trouver la solution de la divergence des résultats ; nous avons pensé à la tolérance .Nous avons changé les dimensions dans le *Gambit*, nous avons cru que la tolérance de ce dernier n'admet pas les petits dimensions .Nous avons travaillé en mm. Cette étape nous a permi d'obtenir des maillages plus grands, et des résultats qui convergent, nous présentons ces maillages dans les figures (3.7 et 3.8).

3.3.3. 1 Maillage proche paroi

La figure suivante présente le maillage non structuré proche paroi de 5551 nœuds.

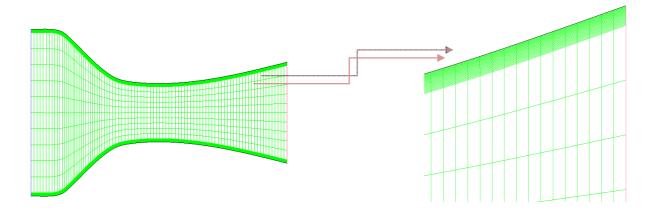


Fig. 3.7 Maillage irrégulier (5400 cellules)

Dans La figure (3.8) nous avons adopté un maillage plus fin de (10201) nœuds.

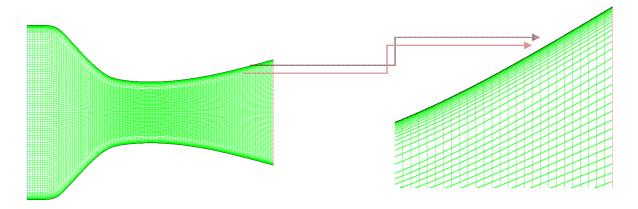


Fig.3.8 Maillage irrégulier par blocs (10000 cellules)

3.3.3.2 Caractéristiques du maillage

Le maillage obtenu du domaine utilisé nous permet de présenter les caractéristiques suivantes :

Le cas	Premier cas (a)	Deuxième cas (b)
Les parois	90	100
Entrée	20	50
Sortie	20	50
Nombre de nœuds	5551	10201
Nombre de cellules	5400	10000

<u>Tab</u> (3.3): caractéristiques du maillage proche paroi

Nous remarquons que malgré ce changement et la très bonne qualité du maillage, les résultats de la simulation sont, loins en les comparent avec ceux présentés dans Saïd Abboudi,2006 l'écoulement est instable que soit pour le cas adiabatique ou le cas du transfert thermique, malgré

des essais pour différent type de maillage, et ceci parce que nous avons changé l'échelle c.à.d. la géométrie est complètement modifiée automatiquement les résultats sont changé aussi.

Pour ces raisons nous avons considéré un maillage simple (fig.3.9), qui donne une bonne symétrie pour tous les profils obtenus, tels que la température, le nombre de Mach et l'entropie, les caractéristiques de ce type de maillage sont présentées dans le tableau (3.4).

La figure suivante présente le maillage qui donne de très bons résultats, compares avec ceux de Saïd Abboudi, 2006 c'est un maillage obtenu en utilisant le schéma *Submap*, de 651 nœuds.

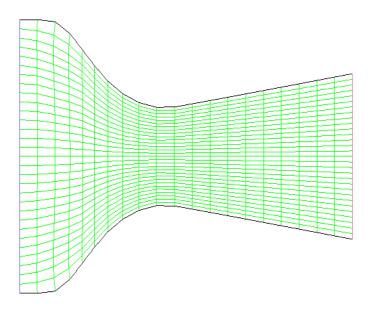


Fig. 3.9 Maillage du domaine (600 cellules)

Le tableau (3.4) présente les caractéristiques du maillage utilisé pour obtenir les résultats présentées dans le chapitre suivant.

Les parois	20
Entrée	30
Sortie	10
Nombre de nœuds	651
Nombre de cellules	600

Tab (3.4): caractéristiques du maillage

3.4 Conclusion

A travers ce chapitre, Une étude sur les différents types et qualité de maillage a été faite, on perçoit mieux les difficultés que l'on peut rencontrer lors de la modélisation d'un problème simple de la miniaturisation, que se soit lors de la création de la géométrie, et la génération de maillage. Les différents type de maillage on été présentés, ainsi les conditions aux limites imposées dans Fluent.

Nous avons vue que le mailleur gambit n'admet pas les distances faibles, ce dernier point est le problème majeur dans notre cas d'étude, pour cette raison nous avons travaillé sur un maillage simple, dont le but d'obtenir d'un maillage de bonne qualité qui donne par conséquent des résultats satisfaisants.

Résultats et discussion

L'objectif dans ce chapitre, est de présenter les résultats de la simulation et leur interprétation pour les différents paramètres de l'écoulement tels que la température, la pression, le nombre de Mach, et la génération d'entropie.

Introduction

Dans les microsystèmes, Les distances entre les molécules ne changent pas, mais les parois sont plus proches. La probabilité qu'une molécule rencontre une paroi augmente et peut devenir supérieure à la probabilité qu'elle heurte une autre molécule. Prenons l'exemple de l'air dans un conduit de section carrée, à température et à pression ambiantes. Le gaz n'est plus un milieu continu dès que le côté de la section est inférieur à quelques micromètres. Dans ce cas, la vitesse et la température n'évoluent plus continûment entre la paroi et le cœur de l'écoulement. Un saut de vitesse apparaît : le fluide semble ne plus adhérer à la paroi, mais glisser. Il s'écoule alors plus rapidement que ne le prévoient les théories classiques, Le saut de température provoque aussi des phénomènes inhabituels. Il modifie les transferts de chaleur entre le fluide et la paroi. Quand la conduite est chauffée de façon hétérogène, alors que la pression est uniforme, le gaz se met spontanément en mouvement, ce que l'on n'observe jamais dans des canalisations de dimensions usuelles!, (Fabien Ladeveze, 2005).

Dans ce chapitre, Les résultats des calculs bidimensionnels comparés aves ceux obtenus par (*Saïd Abboudi* et al., 2006) sont présentés.

4.1. Résultats et discussion

Les résultats obtenus sont présentés pour un écoulement dans une tuyère subsoniquesupersonique. Les différents tests présentés dans cette étude concernent l'influence de conditions thermiques génératrices telles que les conditions d'échange par convection à la paroi de la tuyère sur les grandeurs caractéristiques de l'écoulement.

Nous somme aussi intéressés dans cette étude de voir le comportement des paramètres de l'écoulement sous l'influence de changement de section, du frottement et du transfert thermique, et comparer ces paramètres tel que la température, la pression, la masse volumique et la génération d'entropie pour :

- Un changement de section ; (α =2 0 et α =10 0).
- Un changement de condition d'échange (h=0et h= $1000W/(m^2K)$).

Le fluide utilisé étant de l'air, Ses propriétés sont représentées dans le tableau suivant:

Propriétés	Valeurs numériques	
Masse	1.225 kg/m3	
volumique	1.223 Kg/m3	
Viscosité dynamique	1.7894.10-5 kg/ms.	

Tab 4.1 les propriétés physiques de l'air

4.2 Contours du nombre de Knudsen

Avant de présenter les résultats de notre simulation, nous avons vérifié le nombre de Knudsen; La figure (4.1) représente les contours de ce nombre adimensionnel, les valeurs montrent bien que nous sommes dans l'intervalle du $\text{Kn} \le 10^{-3}$, où la notion du milieu continue est vérifiée et par conséquents les équations de Navier stokes sont applicables.

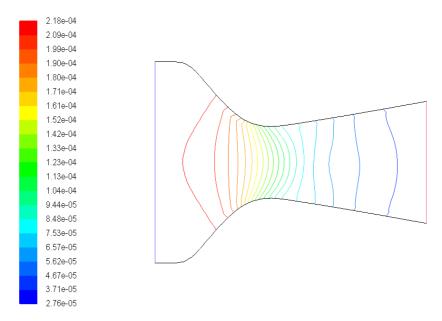


Fig.4.1 Contours du nombre de Knudsen

4.3 Etude de l'influence de la géométrie et le changement de condition d'échange par convection

Nous présentons dans cette partie l'influence des changements de la géométrie et le changement des conditions d'échange par convection sur les différents paramètres de l'écoulement.

4.3.1 Contours des isothermes

Les figures (4.2 et 4.3) présentent les profils des isothermes, pour les conditions : $P_0=1,2$ bar, $T_0=1500$ K, et h=0 W/ (m K).et pour deux cas de géométrie $\alpha=2^0$ et $\alpha=10^0$.

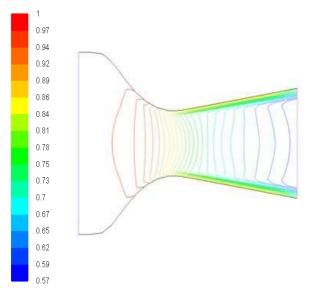


Fig. 4. 2 Contours des isothermes, $\alpha=2^0$

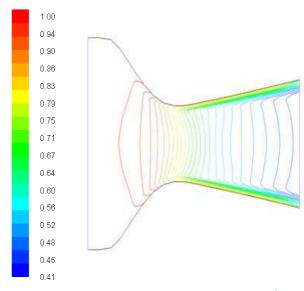


Fig. 4. 3 Contours des isothermes, $\alpha=10^{0}$

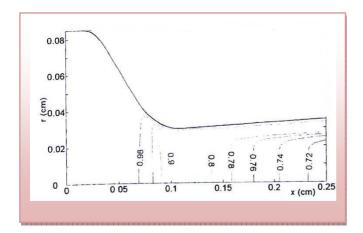
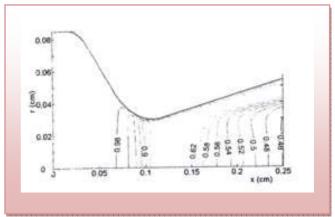


Fig. 4.4 Contours de la température statique h=0 W/ (m 2 K) α =2 0 (Saïd Abboudi et al., 2006)



<u>Fig.</u>4.5 Contours de la température statique $h=0~W/(m^2K)$. $\alpha=10^{0}$ (Saïd Abboudi et al., 2006)

Nous remarquons que le changement de section influe sur la variation de la température, plus l'angle est grand est plus l'enthalpie diminue. Ce résultat est aussi obtenu par Omar San et al., 2009. Une simple comparaison avec l'étude de *Saïd Abboudi*, 2006 montre que les effets dissipatifs sont importants sur environ un tiers du rayon de sortie, ceci est présentée dans les figures (4.4) et (4.5) (Étude numérique, Saïd Abboudi et al. 2006).

Pour le cas non adiabatique pour les deux valeurs de α = 2^{0} et α = 10^{0} , (figures 4.6 et 4.7) et pour un coefficient de convection de 1000W/ (m 2 K), nous remarquons que les effets thermiques apparaissent dans les zones visqueuse indiquant que l'apport de chaleur fait augmenter de la propriété physique (la viscosité), voir la figure (4.6) contrairement à h=0 W/ (m 2 K), voir la figure (4.2) ou ce phénomène n'apparait pas à l'entrée.

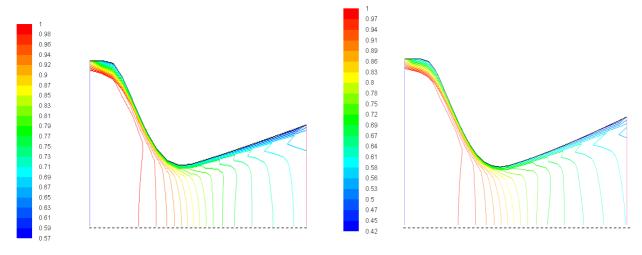


Fig. 4.6 Contours des isothermes, $\alpha=2^0$

80.0

0.06

50.04

0.02

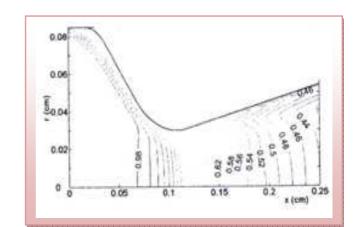


Fig. 4.7 Contours des isothermes, $\alpha=10^{\circ}$

Fig. 4.8 Contours de la température statique, $\alpha = 2^{0}(Sa\ddot{a})$ Abboudi et al. 2006)

Fig. 4.9 Contours de la température statique, $\alpha=10^{0}$

 $\alpha=2^0$ (Saïd Abboudi et al., 2006) (Saïd Abboudi et al., 2006) Dans le cas d'un apport de chaleur, la géométrie influe sur la diminution de la température à la sortie,

nous remarquons l'apparition de la couche limite thermique sur les parois, les effets dissipatifs sont

0.62

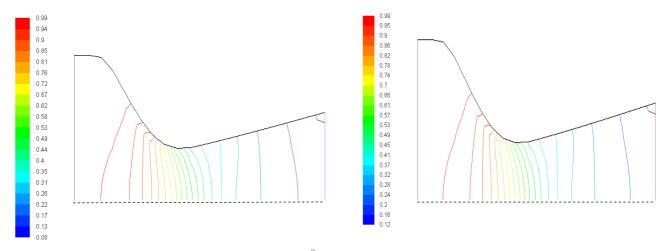
x (cm)

0.25

aussi significatifs sur le 2/3 du domaine. Il est à remarquer aussi que dans la partie divergente la température dans la couche limite est inferieure à celle dans la région non visqueuse pour α =2 0 Selon Saïd Abboudi et al. , 2006 pour le cas (α = 2 $^{\circ}$) figure (4.8) la faible expansion supersonique dans le divergent implique que la température dans la couche limite est inférieure à celle dans la région centrale non visqueuse.

4.3.2 Contours des iso pressions

Les figures (4.10 et 4.11) présentent les contours des iso pressions pour les conditions, $P_0=1$, 2 bar, $T_0=1500$ K, et h=0 W/ (m K).



<u>Fig.</u> 4.10 Contours de la pression statique $\alpha=2^0$

Fig. 4.11 Contours de la pression statique $\alpha=10^0$

Nous remarquons que le comportement du paramètre pression est le même que pour le cas d'une tuyère à grande dimensions où l'écoulement est accéléré dans le convergent (la section diminue et la pression diminue voir la figure (2.2) chapitre 2), d'après le premier théorème d'**Hugoniot** de l'écoulement isentropique, la pression varie comme la section ; Nous remarquons une diminution de la pression statique le long de la tuyère.

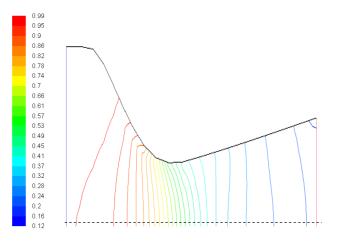


Fig. 4.12 Contours de la pression statique $\alpha = 2^0$

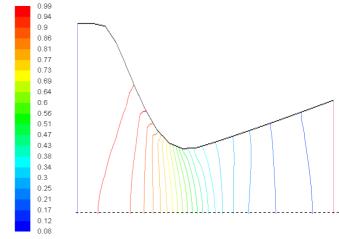


Fig. 4.13 Contours de la pression statique $\alpha = 10^0$

Les figures (4.12 et 4.13), présentent les contours des iso pressions pour la valeur de $h=1000W/(m^2K)$.

- Nous remarquons que plus on augmente la section plus la pression diminue, l'écoulement est supersonique, Pour le cas subsonique le frottement aura pour effet de réduire la pression (perte de charge).
- Pour le cas non adiabatique (h=1000 W/ (m².K)) l'apport de chaleur se traduit par une augmentation d'entropie qui s'accompagne d'une diminution de pression.

4.3.3 Contours du Nombre de Mach

Les relations isentropiques nous permettent de calculer le nombre de Mach qui est l'une des propriétés qui caractérisent l'écoulement.

Les figures suivantes présentent les contours du nombre du Mach pour les deus valeurs de l'angle α , et pour h=0 $W/(m^2K)$.

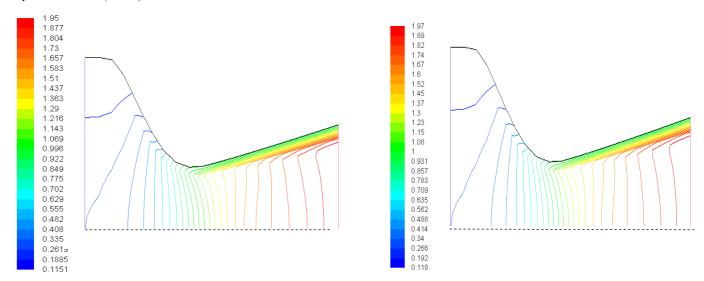


Fig. 4.16 Contours du nombre de Mach, $\alpha = 2^0$

Fig.4.17 Contours du nombre de Mach, $\alpha=10^{0}$

Nous remarquons que le nombre de Mach diminue pour $\alpha = 2^0$ c.à.d. plus on diminue la section plus le nombre de Mach diminue, ce résultat est vérifiée d'après (Omer San et al., 2009).

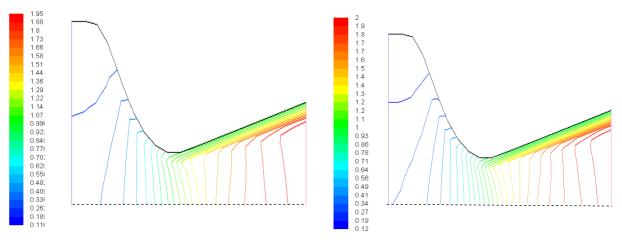


Fig. 4.18 Contours du nombre de Mach, $\alpha = 2^0$

Fig. 4.19 Contours du nombre de Mach, $\alpha = 10^{0}$

Les résultats obtenus sur les figures (4.18 et 4.19) pour h=1000 W/ (m K), montrent que le nombre de Mach augmente avec l'apport de chaleur et pour l'augmentation de section.

Dans le cas du transfert thermique par convection, l'épaisseur de la couche limite diminue légèrement entraînant une augmentation du nombre de Mach en sortie de tuyère (M=2) par rapport à celui obtenu dans le cas adiabatique (M=1.9)

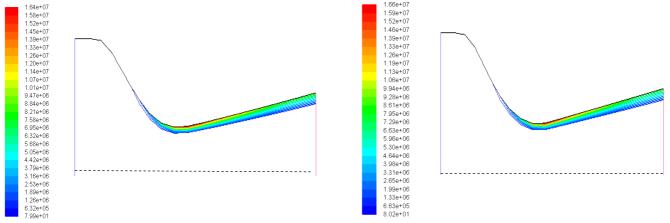
- Pour le cas adiabatique le nombre de Mach atteint l'unité au col.
- L'effet de transfert thermique se manifeste par une augmentation du nombre du Mach à la sortie de la tuyère.

4.3.4 La génération d'entropie

Nous avons signalé dans le chapitre (2) que le taux de la génération d'entropie peut être exprimé comme la somme des cotisations dues à des effets visqueux et effets thermiques, nous présentons ici les différents profils de cette entropie.

4.3.4.1 Contours de l'entropie due aux frottements

Dans le but d'illustrer l'influence de la géométrie sur l'entropie, Les figures (4.20 et 4.21) présentent les contours d'entropie due aux frottements, pour, h=0 W/ (m K).



<u>Fig.</u>4.20 Contours d'entropie due aux frottements $\alpha = 2^{\circ}$

Fig. 4.21 Contours d'entropie due aux frottements $\alpha = 10^{0}$

Nous remarquons que les valeurs de l'entropie sont localisés dans la zone proche paroi, plus on augmente l'angle α , plus l'entropie due aux frottements augmente, ceci est du à l'augmentation des gradients des vitesses engendrés par la présence des grandes courbures.

Contrairement aux résultats précédents, sur les figures (4.22 et 4.23), nous pouvons voir que, pour $(\alpha = 2^{\circ})$ la génération d'entropie due aux frottements est moindre que pour $(\alpha = 10^{\circ})$.

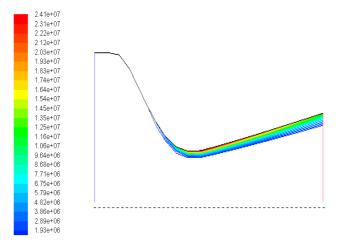


Fig. 4.22 Contours d'entropie due au frottement $h=1000 \ W/(m^2K) \ \alpha=2^0$

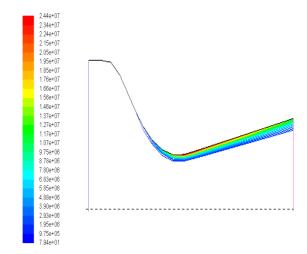


Fig. 4.23 Contours d'entropie due au frottement $h=1000 \ W/(m^2K) \ \alpha=10^0$

4.3.4.2 Contours de l'entropie due à la chaleur

Les figures suivantes présentent les contours de l'entropie due à la chaleur, pour le cas h=0W/(m²K).

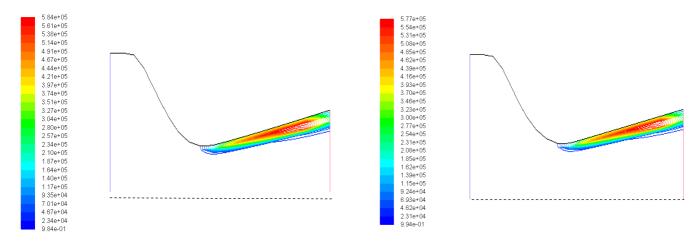


Fig. 4.24 Contours d'entropie due à la chaleur $\alpha = 2^0$

Fig. 4.25 Contours de l'entropie due à la chaleur $\alpha = 10^{0}$

Contrairement aux résultats précédentes, les contours de la génération d'entropie due à la chaleur, montrent que les valeurs sont réduits pour $\alpha = 10^0$ que pour $\alpha = 2^0$, les effets thermiques sont signifiants dans la moitié des tuyères à la sortie.

Les figures suivantes présentent les contours de l'entropie due à la chaleur, pour le cas de $h=1000W/(m^2K)$, même résultats obtenue dans le cas $h=0W/(m^2K)$.

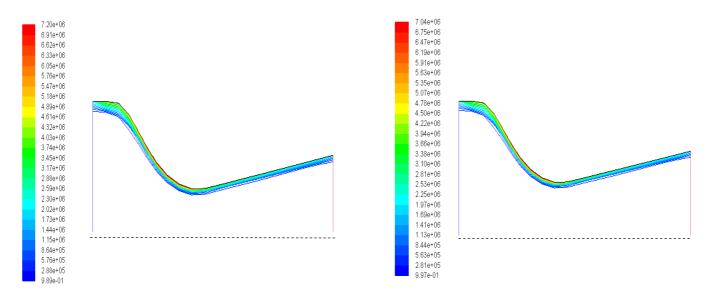


Fig. 4.26 Contours d'entropie du a la chaleur $h=1000/(m^2k)$, $\alpha=2^0$

Fig. 4.27 Contours d'entropie du a la chaleur $h=1000/(m^2k)$, $\alpha=10^0$

L'apport de la chaleur fait apparaître la génération d'entropie le long de la tuyère dans la zone à forts gradients.

4.3.4.3 L'entropie globale

Les figures (4.28 et 4.29) présentent les contours de l'entropie globale h=0 w/(m²k) qui est la somme des deux entropies de la chaleur et du frottement, La géométrie influe sur la génération d'entropie. Plus l'angle est plus grand plus la génération est importante.

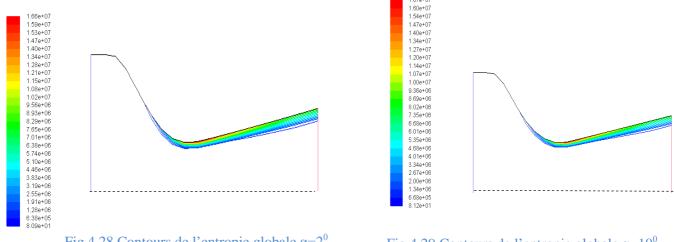


Fig.4.28 Contours de l'entropie globale $\alpha=2^0$ h=0 $w/(m^2k)$

Fig. 4.29 Contours de l'entropie globale α =10⁰ h=0 $w/(m^2k)$

La génération d'entropie globale est plutôt influencée par l'effet visqueux du fait que les contours indiquent ce paramètre sur les 2/3 de la section de la tuyère, dans la zone à fortes gradients.

Les figures (4.30 et 4.31) présentent les contours de l'entropie globales pour le cas d'un apport de chaleur, c.à.d. pour $h=1000 \text{ w/ } (\text{m}^2\text{k})$.

Nous pouvons voir que l'apport de chaleur fait augmenter l'entropie d'une façon considérable, ce paramètre apparait le long de la tuyère, dans la zone proche paroi. En comparant les figures (4.30 et 4.31) nous pouvant indiquer que la variation de l'angle (augmentation) fait augmenter l'entropie globale, (même remarque faite pour le cas adiabatique).

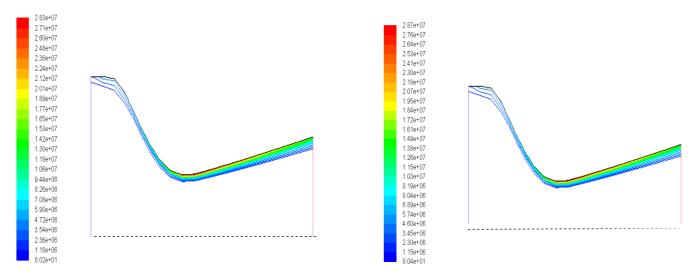


Fig.4.30 Contours de l'entropie globale $h=1000 \text{ w/(}m^2k)$, $\alpha=2^0$

Fig.4.31 Contours de l'entropie globale $h=1000 \text{ w/(}m^2k)$, $\alpha=10^0$

4.3.4.4 Le nombre de Bejan

Les figures suivantes montrent les contours du nombre du **Bejan** qui compare l'entropie due à la chaleur, Par apport à l'entropie globale, Pour le cas ou h=0 w/ $(m^2 k)$,

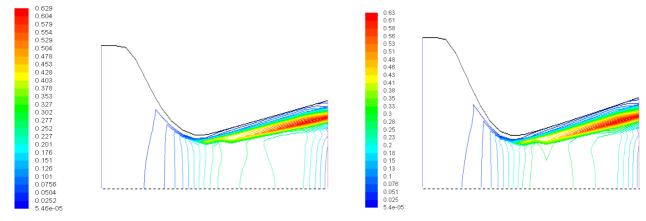


Fig. 4.32 Contours du nombre de Bejan $\alpha = 2^0$

Fig. 4.33 Contours du nombre de Bejan $\alpha = 10^{\circ}$

Le nombre de Bejan nous indiquons si l'entropie est générée par les effets visqueux ou thermiques.

Les résultats montre que le Be<<0.5 proche des parois, ce qui indique que les effets visqueux dominent les effets thermiques, Il est à signaler que la génération d'entropie est localisée dans la zone très proche de la paroi ou les gradients de vitesse et de la température sont importants.

Les effets thermiques apparaissent un peu loin de la zone visqueuse.

Les figures (4.34 et 4.35) montrent que Pour le cas ou h=1000 w/(m²k), les effets visqueux dominent dans la partie divergente (Be<<0.5), alors que les effets thermiques dominent dans la partie convergente (Be>>0.5) de la tuyère.

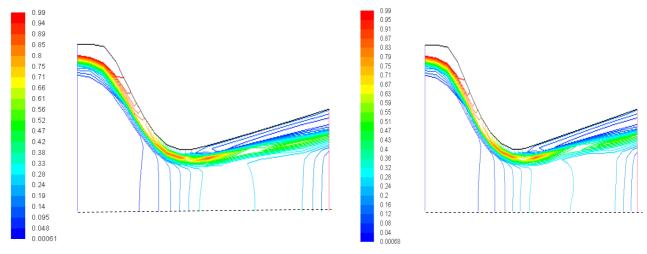


Fig. 4.34 Contours du nombre de Bejan $h=1000 \text{ w/}(m^2k) \alpha=2^0$

Fig. 4.35 Contours du nombre de Bejan $h=1000 \text{ w/(}m^2k) \text{ }\alpha=10^0$

4.5 Champs des vecteurs vitesses

La figure (4.36), représente le champ de vitesses dans la zone proche paroi, Lorsqu'un fluide s'écoule le long d'une surface, les molécules à proximité de la surface sont ralenties à cause des forces de visqueuses. Les molécules du fluide adjacentes à la surface y adhèrent et ont une vitesse nulle par rapport à la paroi. Les autres molécules du fluide s'efforçant de glisser sur les premières sont ralenties, phénomène qui donne naissance aux forces de cisaillement. Dans un écoulement laminaire l'interaction appelée cisaillement visqueux, s'effectué entre les molécules à une échelle microscopique.

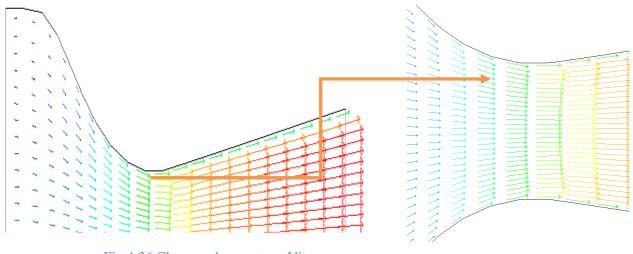


Fig 4.36 Champs des vecteurs Vitesses

4.6 Profil de la vitesse

Le profil de la vitesse est indiqué dans la figure (4.37) ; il montre la variation de cette dernière suivant plusieurs positions, il est bien clair que la vitesse est nulle sur les parois, et elle augmente le long de la tuyère.

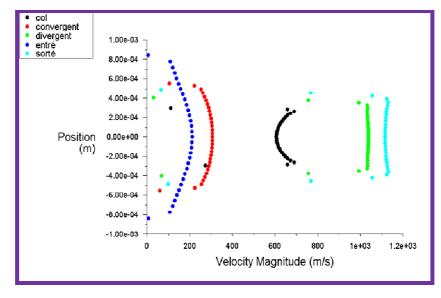


Fig.4.37 profil de la vitesse

4.7 Profil de l'enthalpie

La figure (4.38) représente le profil de l'enthalpie, nous remarquons que l'enthalpie décroit quand la vitesse augmente pour avoir la constance de l'enthalpie totale.

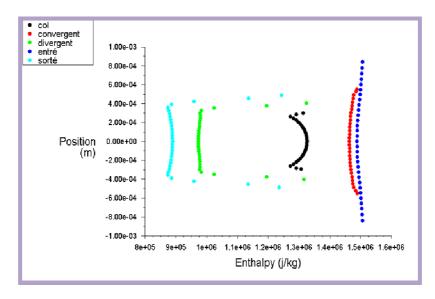


Fig.4.38 profil de l'enthalpie

4.8 Contours de la densité volumique

Pour le contour de la densité volumique, figure (4.39), aux faibles nombres de Mach, les variations relatives de densité sont petites, et lorsque le nombre de Mach prend des valeurs plus élevées, les variations de densité sont claires et ne sont pas négligeables.

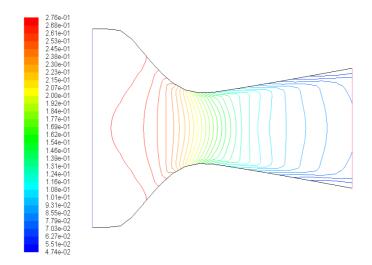


Fig.4.39 Contour de la densité volumique

4.9 Coefficient de frottement

Les contours du coefficient de frottement, figure (4.40), montrent que les cisaillements sont importants dans la zone visqueuse proche paroi contrairement à la vitesse.

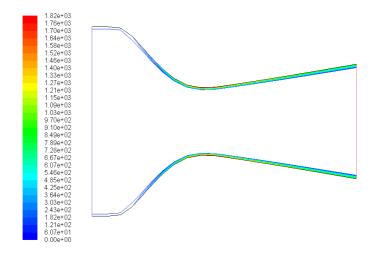


Fig. 4. 40 Contours du coefficient de frottement

4.10 Conclusion

Les résultats de la simulation pour les deux géométries sont présentés dans ce chapitre. Nous avons étudié l'influence du changement des conditions d'échanges (h=0 et h=1000 $W/2(m^2K)$, puis la variation de sections, (on variant l'angle de sortie) sur les paramètres les plus importants de l'écoulement tels que la température, la pression et le nombre de Mach.

Les résultats de la simulation montrent que plus nous augmentons l'angle (c.à.d. la géométrie) et l'apport de chaleur, nous remarquons que l'enthalpie diminue de plus en plus à la sortie.

En ce qui concerne la pression, nous entrevoyons aussi qu'elle diminue avec l'augmentation de la section est avec l'apport de chaleur.

Une comparaison avec l'étude numérique faite par (*Saïd Abboudi et al.*, 2006), montre un bon accord entre les deux résultats.

Une étude sur la génération d'entropie à était faite, pour mieux comprendre les phénomènes qui se déroulent à l'intérieur de notre géométrie; nous avons présenté l'influence de la section ainsi que l'influence de l'apport de la chaleur sur les différents profils de cette propriété.

Nous avons remarqué que l'angle grande génère plus de pertes, en outre, le transfert de chaleur par convection influence clairement les résultats dans ces petites géométries. Les résultats obtenus sont très intéressantes et très encourageantes pour une étude plus détaillé dans le futur.

Etude tridimensionnelle

L'objectif de ce chapitre, est de faire une étude plus détaillée par la détermination des paramètres de L'écoulement tridimensionnel et de présenter les résultats de leur simulation, ainsi une comparaison avec les résultats du cas bidimensionnel et leur interprétation physique.

Introduction

La même démarche que l'étude bidimensionnel a été entamé, le maillage du domaine présenté sur la figure (5.1) est très compliqué, car la géométrie est petite, aucun maillage disponible sous **Gambit** n'a pus lui être appliqué, sauf le maillage triangulaire qui nous a donné des résultats satisfaisants.



Fig.5.1 Géométrie de la tuyère en trois dimensions

Pour mieux comprendre les caractéristiques des maillages utilisés nous présentons Les différents types de schéma possible dans le *Gambit* :

- Schéma"Map": sert à créer une grille régulière, structurée avec des éléments de maillage hexaédriques. La figure (5.2), présente un maillage structuré de 9261 nœuds, ce type de maillage ne donne pas des résultats satisfaisants
- Schéma "Submap": divise un volume qui n'est pas «Mappable» en plusieurs régions Mappables', pour créer une grille régulière structurée avec des éléments de maillage hexaédriques.
- Schéma "têt primitive": divise un volume à quatre faces en quatre régions hexaédriques, pour y appliquer un maillage de type «Map»
- Schéma "Cooper": appliqué au volume le modèle de maillage d'une surface spécifiée par l'utilisation comme 'source' par balayage à travers tout le domaine. le schéma

«Cooper»applique un maillage de type «Map» ou «Submap» aux surfaces latérales (non-source) puis, il maille les surfaces sources avec des cellules hexaédriques qu'il projette ensuite à travers le volume .La figure (5.3) présente au maillage de schéma Cooper de 68921 nœuds.

- Schéma "Tet/hybrid": emploie, principalement des éléments de maillage tétraédriques, mais peut contenir des éléments hexaédriques, pyramidaux ou en forme de coin, la où c'est nécessaire. Comme l'indique la figure (5.5).
- Schéma "Stairstep": créer un volume à maillage hexaédrique régulier dont les facettes constituerons une forme approche du volume original
- Schéma "Hex Core": créer un maillage dont le cœur a éléments hexaédriques réguliers est entouré par une succession de couches à éléments tétraédriques, pyramidaux ou en forme de coin. (Fluent 6.1 User 's Guide, 2001)

Les figures (5.2, 5.3, 5.4), présentent les différents maillages étudiés:

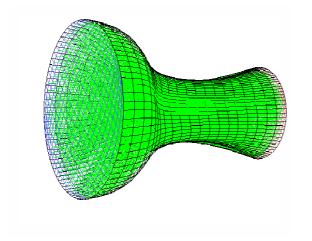


Fig.5.3 maillage de schéma Cooper de 68921 nœuds

Fig.5.2 Maillage en 3 D (9261 nœuds)

Fig.5.4 Maillage de la tuyère en 3 D, (4304noeuds)

La figure (5.5) présente un maillage raffiné, ce maillage est obtenus en utilisons le schéma (Tet /primitive) le nombre totales des nœuds est de 50320, c'est le seul, maillage qui nous permet d'avoirs les résultats satisfaisants qui sont présentés dans ce chapitre. La figure (5.6) présente les détails de ce maillage.

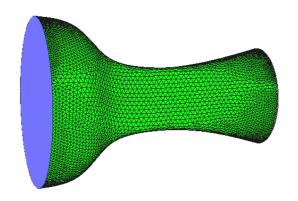


Fig.5.5 Maillage de la tuyère en 3 D, (50320noeuds)

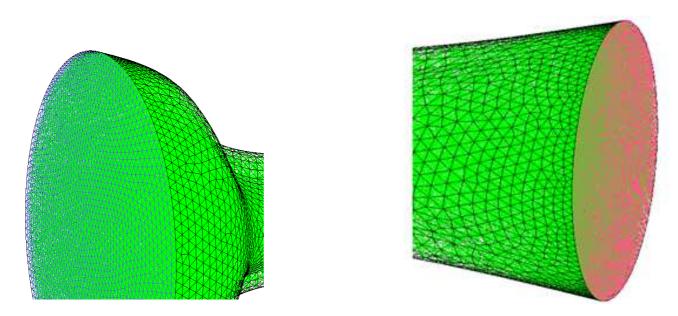


Fig5.6. Détails du domaine, à gauche l'entrée, à droite la sortie de la tuyère

5.1. Contours de la pression statique et le nombre de Mach

La figure (5.7) montre les contours de la pression statique et du nombre de Mach respectifs, pour les conditions : $P_0=1,2$ bar, $T_0=1500$ K, h=0 W/ (m K), et $\alpha=2^0$; déterminé pour un maillage de 4304 nœuds, la topologie de l'écoulement est retrouvée.

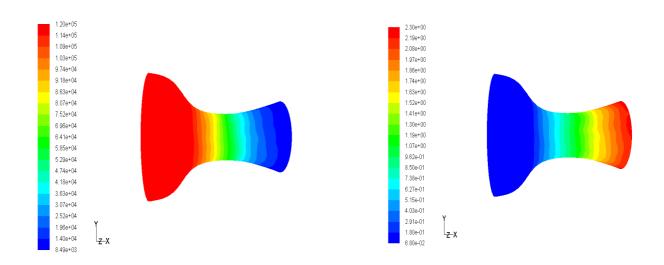


Fig. 5.7 Contours respectifs de la pression statique et le nombre de Mach

5.2. Les résultats

5.2.1. Contours de la température statiques

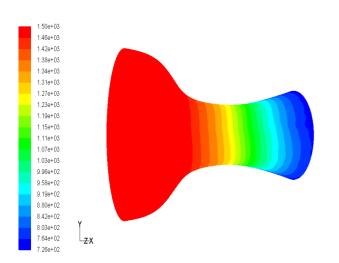


Fig. 5.8 Contours de la température statique h=0 $W/(m^2K) \alpha = 2^0$

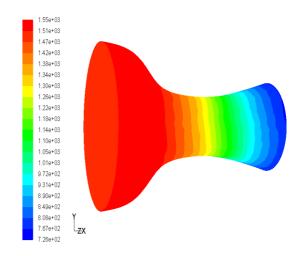


Fig. 5.9 Contours de la température statique h=1000 $W/(m^2K) \alpha = 2^0$

Les figures (58. et 5.9) indiquent les contours des températures statique pour h=0 $W/(m^2K)$ et h=1000 $W/(m^2K)$, nous remarquant que pour le cas de l'apport de chaleur la température à la sortie de la tuyère et supérieure au cas adiabatique, ce qui n'est pas observé pour les résultats obtenus pour le cas bidimensionnel. Pour cela nous présentons une comparaison entre les résultats tridimensionnels et bidimensionnels avec les résultats numérique obtenue par (Saïd Abboudi et al 2006).

Dans Les figures suivantes nous présentons les profiles de la température statique pour h=0 $W/(m^2K)$, nous observons que le refroidissement est respecté dans la partie divergente, mais généralement les résultats ne sont pas très loins des résultats numériques (2D).

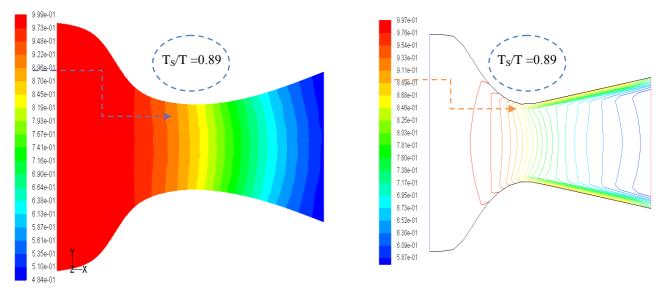
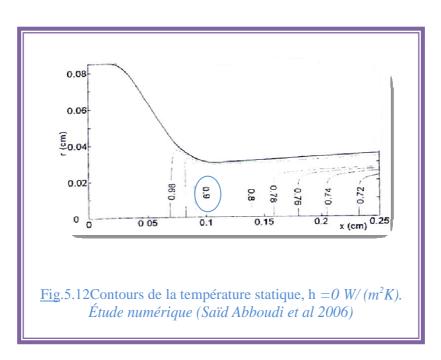


Fig. 5.10 Contours de la température statique

 $h=0 W/(m^2K), 3D$

<u>Fig.</u> 5.11 Contours de la température statique $h=0 W/(m^2K)$,2D



Même remarque observée pour le cas ou h=1000 $W/(m^2K)$, comme les figure (5.13 et 5.14) indiquent une grande différence entre les deux dimensions, le facteur qui influent sur ses résultats c'est le maillage utilisé, c'est ce qui nous a fait penser au raffinement mais l'outil informatique ne permet pas de faire un calcul plus avancé et l'indépendance n'est pas vérifiée, mais, l'allure reste toujours respectée en la comparant avec celle de Abboudi figure (4.8).

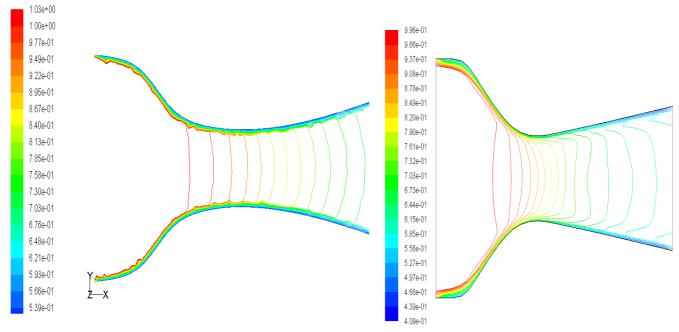
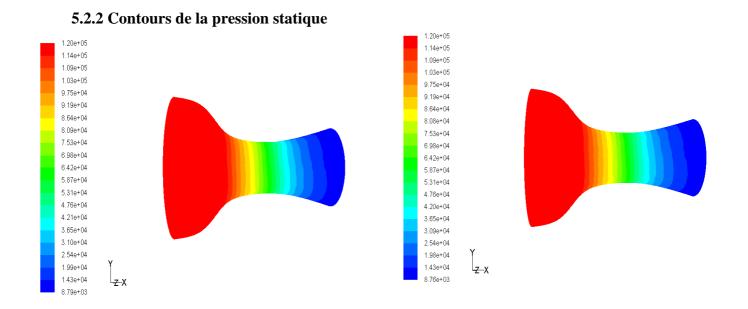


Fig. 5.13 Contours de la température statique $h=1000 W/(m^2 K)$, cas3D

Fig. 5.14 Contours de la température statique $h=1000 W/(m^2 K)$, cas2D



<u>Fig.</u>5.16 Contours de la pression statique, h=0 $W/(m^2K)$

Fig.5.17 Contours de la pression statique, h=1000 W/ (m^2K)

Les figures (5.16 et 5.17) présentent les contours de la pression statique, la variation de la pression et très logique, dans la partie divergente l'écoulement est supersonique et la pression diminue avec l'augmentation de la section.

5.2.3 Contours du Nombre de Mach

Les figures (5.18 et 5.19) indiquant les contours du nombre de Mach, pour les deux valeurs de h, aucune différence n'est observée dans les valeurs du nombre de Mach dans tout le domaine de la tuyère.

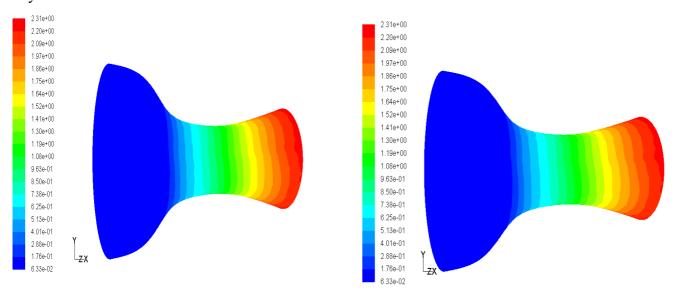


Fig. 5.18 Contours du nombre du Mach h=0 $W/(m^2K)$

Fig. 5.19 Contours du nombre du Mach h=1000 $W/(m^2K)$

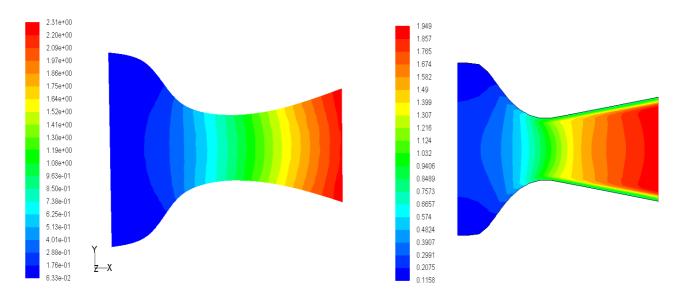


Fig. 5.20 profil du nombre de Mach 3D, z=0.008mm, $h=0 W/(m^2 K)$

Fig. 5.21 profil du nombre de Mach 2D, h=0 $W/(m^2K)$

Les figures (5.20 et 5.21) montrent les profils du nombre de Mach pour les deux cas 2 D et 3 D, nous remarquons le nombre du Mach à la sortie pour l'écoulement tridimensionnel est très élevé à ce lui ci du cas bidimensionnel, ce à fait au rayon moyen (z=0,008 mm) pour deux raisons, le type de maillage utilisé en plus l'indépendance n'est pas vérifiée.

5.2.5 Champ des vitesses

La figure suivante représente le champ de vecteurs vitesses, dans les différentes régions, avec un détail dans la région du col ; il est clair que l'écoulement est laminaire, les particules à proximité de surface sont ralenties en vertu des forces de viscosité. Les particules fluides adjacentes à la surface y adhèrent, et ont une vitesse nulle par rapport à la paroi.

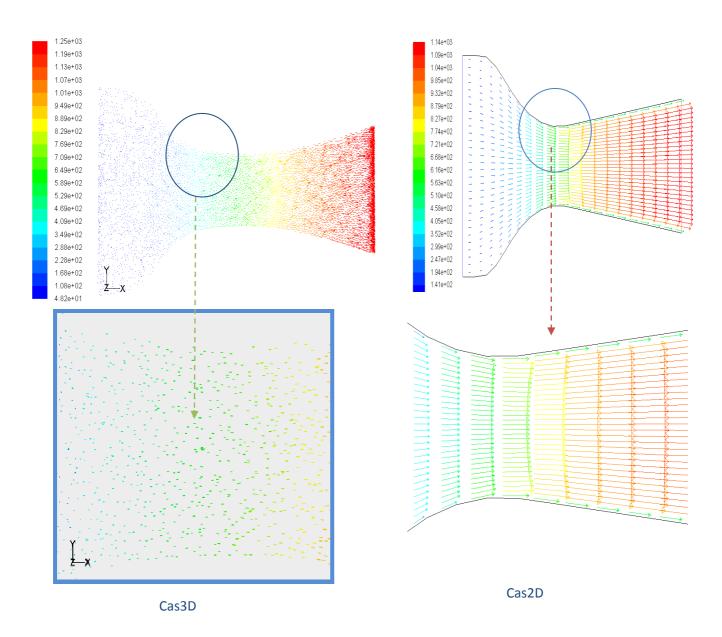
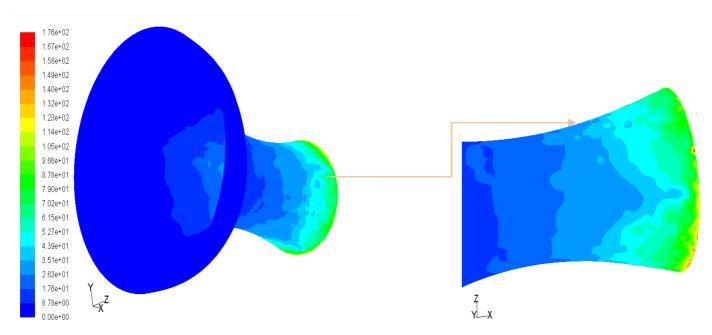


Fig. 5.23 Comparaisons de Champs des vecteurs vitesses

5.2.6 Coefficient de frottement

La figure (5.24) présente les contours du coefficient de frottement, nous remarquons que le frottement est très important dans la partie divergente de la tuyère, ce coefficient augmente avec l'augmentation de la vitesse



<u>Fig</u>.5.24 Contours du coefficient de frottement sur la surface de la tuyère

5.2.6 Contrôle de la solution

La convergence sous Fluent est contrôlée par la valeur des résidus des différents paramètres de l'écoulement.

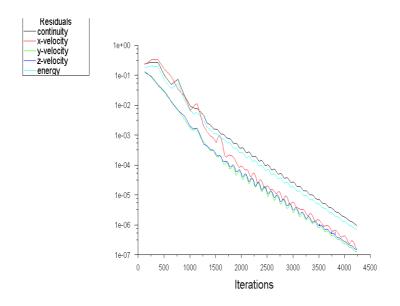


Fig. 5. 25 Tracé des courbes (exemple des résidus d'un cas 3D)

Le schéma numérique doit obéir aux lois de conservation, les quantités qui quittent le domaine doit être égales aux quantités entrant.

- Le débit masse calculé a l'entrée : 0.46249457 kg/s
- Le débit masse calculé a la sortie : -0.46249991 kg/s
- La conservation est de l'ordre de : -5.3346476 e⁻⁰⁶ kg/s)

La figure présente la conservation de débit pour l'exemple de 3 D :

```
sortie
        шинишини
        ffffffffffff
     shell conduction zones,
Reading "C:\Documents and Settings\SKYUSER\Bureau\MAGISTEEEEEEEEEEEEEEEEEEEEFAridaaaaaaaa3D\tryu3dmsurf5555555555555acerc
Reading "C:\Documents and Settings\SKYUSER\Bureau\MAGISTEEEEEEEEEEEEEEEEEEEEFAridaaaaaaa\3D\ssssss50volutrigride.cas"..
  198081 tetrahedral cells, zone 2, binary
    3374 triangular wall faces, zone 3, binary.
    3486 triangular wall faces, zone 4, binary.
    3052 triangular wall faces, zone 5, binary.
    2952 triangular wall faces, zone 6, binary.
    7338 triangular pressure-far-field faces, zone 7, binary.
    7366 triangular pressure-inlet faces, zone 8, binary.
  382378 triangular interior faces, zone 10, binary.
   40141 nodes, binary.
   40141 node flags, binary.
Building...
     grīd,
     materials,
     interface,
     domains,
       mixture
     zones,
       default-interior
       entree
        soertie
       w1
        w2
       ₩3
        wall
        fluide
     shell conduction zones,
Done
Reading "C:\Documents and Settings\SKYUSER\Bureau\MAGISTEEEEEEEEEEEEEEEEEEEEFAfaridaaaaaaaa3D\ssssss50volutrigride.dat"...
Done.
zone 8 (entree): 0.46459076
zone 7 (soertie): -0.46459109
net mass-flow: -3.3166816e-07
```

Fig. 5.26 contrôle de la solution par la loi de la conservation (exemple d'un cas 3 D)

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre qui représente une tentative à la simulation en 3 D par le code Fluent, dans le but de mieux comprendre les phénomènes plus induits, le maillage obtenu (50320 nœuds), nous limite notre travail, parce que la capacité de l'outil informatique ne permet pas d'avancer plus que ca.

Pour les contours de la température, et la pression les résultats sont acceptables, mais pour le nombre de Mach nous remarquons une grande différence par apport au cas bidimensionnel.

Pour le coefficient de frottement, les courbes montrent une augmentation dans la partie divergente due à l'augmentation de la vitesse de l'écoulement dans cette zone.

CONCLUSION GENERALE ET PERSPECTIVES

Ce travail de simulation des écoulements dans les tuyères miniaturisées a été dicté par le besoin de comprendre les mécanismes qui régissent ces écoulements utilisant comme outil de calcul, le code Fluent

Les résultats obtenus montrent l'influence conditions thermiques et pariétales sur la structure de l'écoulement, en particulier dans les zones où les effets visqueux sont significatifs. Nous nous sommes intéressées aux effets de changement de section et des changements des conditions d'échange par convection sur le comportement dynamique et thermique de l'écoulement, les résultats de la simulation montre que plus nous augmentons l'angle c.à.d. la géométrie et plus nous augmentons le transfert chaleur nous remarquons une diminution de l'enthalpie à la sortie qui est présentée par la relation $h=c_pT$ (Pour les gaz parfaits).

Pour le nombre de Mach, nous avons trouvé que ce dernier diminue pour les petites géométries, est augmente lorsque la température diminue à la sortie de la tuyère. Nous remarquons aussi que la pression diminue avec l'augmentation de la section est avec l'apport de chaleur.

Une étude sur la génération d'entropie a était faite, pour mieux comprendre les phénomènes qui se déroulent à l'intérieur de notre géométrie ; nous présentons l'influence de la section ainsi que l'influence de l'apport de la chaleur sur les différents profils de cette propriété.les résultats obtenues montre que l'entropie globale augmente avec l'augmentation de la section et avec l'apport de chaleur.

Nous avons remarqué que l'angle le plus grande génère plus de pertes, en outre, le transfert de chaleur par convection influence clairement les résultats de ces petites géométries.

Une étude sur le nombre de Bejan qui nous indiquons si l'entropie est générée par les effets visqueux ou thermiques, à été faite dans le but de bien comprendre le phénomène de l'entropie et l'influence des gradients de température et de vitesse sur les pertes.

La région où Be >>0,5, l'irréversibilité due à un transfert de chaleur domine, tandis que pour Be <<0,5, l'irréversibilité due à des effets visqueux domine.

Une tentative d'une étude tridimensionnelle à été faite, avec un maillage de (50320noeuds) malgré que l'indépendance du maillage n'est pas vérifiées mais les résultats sont encourageants.

Enfin ,nous dirons que ce travail nous a permis de bien comprendre le comportement des écoulements compressibles dans les tuyères de petite taille ,ainsi de manipuler un code très puissant qui offre des recherches à moindre coût.

A l'issue de ce travail de nombreuses perspectives apparaissent, nous espérons de faire une étude plus détaillés du cas tridimensionnel, avec une étude d'un cas turbulent. Il nous semble intéressant d'introduire d'autres paramètres influents sur la structure de l'écoulement tel que les parois perforées et le changement brusque de la section.



Bibliographie

- ♣ Ameur Djilali., modélisation analytique et simulation numérique par la méthode de monte Carlo d'un écoulement de gaz dans des microcanaux 18 ème Congrès Français de Mécanique Grenoble, 27-31 août (2007)
- ♣ Abdallah hadjadj et ashwin chinnayya ., simulation numérique des écoulements de gaz dans les microsystèmes énergétiques Laboratoire de Mécanique des Fluides Numériques, LMFN-CORIA CNRS UMR 6614 (2006)
- ♣ Docteur Alain Drotz Marc A. Habisreutinger; Mécanique des fluides compressibles, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne Laboratoire d'ingénierie numérique Lausanne, (2007)
- ♣ Bruno Mangin, vectorisation fluidique d'un jet propulsif supersonique. 3 journées des doctorants de l'onera (2005)
- ♣ Carole Rossi, Candidature à l'Habilitation à Diriger des Recherches. (13 mars2006)
- ♣ Carine Rosenfeld les systèmes microfluidiques : de nouveaux outils en génie de la polymérisation. Application à la synthèse de polymères et copolymères a blocs.(2007)
- ♣ David Dersiaux, http://www.presence-pc.com/tests/Les-waterblocks-a- microstructures-108/3/.(2004)
- **↓** Fluent 6.1 User 's Guide, Fluent Inc (2001)
- ♣ Jinliang Xu et Chuangxin Zhao., Two-simulation numerical simulation of shock waves in micro convergent-divergent nozzles ,international journal of heat and mass transfer 50.pp 2434-2438(2007)



- 🖶 Jean-François chevrier (2004)
- 🖶 Jean-Yves renaud (mai 2006) ; forme de la tuyère d'une propulsion pop-pop
- ☐ Huseyin Yapici ,Nesrin Kayatas,Bilge Albayrak and Gamze Basturk, ,Numerical calculation of local entropy generation in a methan-air burner,Energy conversion and Management ,46,pp1885-1919(2005)
- Les microréacteurs : opportunités et applications pour les industries chimiques.
- ♣ Nicolas Chapin. Jérôme colin. Tanguy cougard. Nicolas gauchet. Arnaud sebert; la miniaturisation. Axe Procédés Dossier d'Instrumentation et Méthodes de Caractérisation (1999)
- ♣ Omer San , Ilhan Bayraktar , Tuba Bayraktar : Size and expansion ratio analysis of micro nozzle gas flow International Communications in Heat and Mass Transfer 36 (2009) 402–411
- ♣ Roland Baviere, Etude de l'Hydrodynamique et des Transferts de Chaleur dans des Microcanaux. (12 septembre 2005)
- ♣ Ricardo Camarero ; Génération de maillages : une introduction pratique, département de génie mécanique école polytechnique de Montréal (janvier 2009)
- ♣ Riadh BEN HAMOUDA; Notions de mécanique des fluides, Cours et Exercices Corrigés, Centre de Publication Universitaire, Tunis (2008)



- ♣ Said Abboudi, Jing Deng, Michel Imbert, ;numerical simulation of the cooling laminar compressible nozzle flow, Proceedings of Energie :production, distribution and conservation ASMEATI, 2, pp623-631(2006).
- ♣ Sedat Tardu; formulation compacte des mécanismes de transfert dans Les écoulements de gaz dans les microcanaux 695, XVème Congrès Français de Mécanique Nancy, 3 7 (Septembre 2001).
- ₩ Mécanique des fluides, S. Candel, (2001).
- ↓ Vincent lemort thermodynamique appliquée et introduction aux machines thermique modélisation d'une tuyère convergente-divergente. (2004-2005)

Abstract

The flows study in miniaturized systems is a research topic motivated by the need to understand and master the induced phenomena. We are interested mainly in the identification of the characteristics of compressible and viscous flow in miniaturized convergent-divergent nozzle. Our contribution is a numerical study of air flow in a nozzle of 2 mm in length, maximum and minimum radius respectively (0.085 and 0.03 cm). In first part, the objective is to see the influence of parietal thermal conditions on the fluid behavior; simulations were performed on an orthogonal structured grid with fluent software package which solves the Navier-Stokes equations by using finite volume methods. Two dimensional stationary numerical simulations were made under adiabatic and non adiabatic conditions, and varying the half angle of the conical divergent (α =2° and 10°). In second part, determine the local entropy generation rate due to temperature and velocity gradients under the same conditions, and in such small geometries. The irreversibilities due to viscous and heat effects are calculated and presented.

Résumé

L'étude des flux dans les systèmes miniaturisés est un sujet de recherche motivée par la nécessité de comprendre et maîtriser les phénomènes induits, Nous nous intéressons principalement à l'identification des caractéristiques des écoulements compressibles et visqueux dans une tuyère convergente-divergente miniaturisée. Notre contribution est une étude numérique de l'écoulement de l'air dans une tuyère de 2 mm longueur, maximale et rayon minimal respectivement (0,085 et 0,03 cm). En première partie, l'objectif est de voir l'influence des conditions thermiques pariétales sur le comportement des fluides; les simulations ont été réalisées sur une grille orthogonale structurée avec des logiciels couramment packagé qui résout les équations de Navier-Stokes en utilisant des méthodes de volumes finis. Des simulations numériques stationnaires bidimensionnelles ont été faites sous des conditions adiabatiques et non adiabatique, et en faisant varier l'angle de la moitié de la conique divergente ($\alpha = 2$ ° et 10 °). En deuxième partie, de déterminer le taux de production locale d'entropie due aux gradients de température et de vitesse dans les mêmes conditions, et dans ces petites géométries. Les irréversibilités dues aux effets visqueux et de chaleur sont calculés et présentés.

ملخص

دراسة نظم تدفق في فوهة مصغرة هي موضوع البحث بدافع الحاجة إلى فهم والسيطرة على الظواهر التي يسببها, نهتم في المقام الأول في التعرف على خصائص تدفق لزج وانضغاطي في فوهة متقاربة، متباعدة, مساهمتنا هي دراسة عددية لتدفق الهواء من خلال فوهة طولها 2مم والحد الأقصى والحد الأدنى على التوالي دائرة نصف قطرها (80.0 و 0.00 سم)، والهدف هو معرفة تأثير الظروف الحرارية على سلوك السوائل ألجداري، أجريت عمليات المحاكاة على شبكة متعامدة و منظمة مع حزمة البرامج القياسية التي يحل معادلات نافيير ستوكس باستخدام أساليب الحجم المحدود اثنان من الأبعاد المحاكاة العددية ثابتة وفقا لوجود و عدم وجود الحرارة، و نعمل على تغيير زاوية النصف لمخروطي 20=0.00. في الجزء الثاني، تحديد معدل الإنتاج المحلي للانثروبيا بسبب التدرجات في درجة الحرارة والسرعة في نفس الظروف و في شكلها الهندسي المصغر. العمليات الغير عكوسة بسبب اللزوجة و الحرارة حسبت و قدمت.